www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

PHILIPS TECHNISCH TIJDSCHRIFT

JAARGANG 28, 1967, no. 6

Een snelle ponsbandlezer

J. M. Visscher

Zoals de rekensnelheid van het moderne elektronische rekentuig veel groter is dan die van het menselijk brein, is ook de leessnelheid van de bij de rekenmachine behorende ponsbandlezer veel groter dan de menselijke leessnelheid. Zou een mens in staat zijn 2000 tekens per seconde te lezen, wat de hier beschreven ponsbandlezer presteert, dan zou hij een gemiddelde pocket-uitgave in minder dan 3 minuten kunnen verslinden. Het ontwerpen van een ponsbandlezer voor deze hoge leessnelheid — rekening houdend met de eis dat de band zeer snel tot stilstand gebracht moet kunnen worden — was mogelijk door geraffineerde toepassing van optische, mechanische en elektronische verworvenheden.

Ponsband en ponskaart zijn de gebruikelijke middelen om informatie aan een elektronische rekenmachine toe te voeren. Een ponsband bestaat uit een strook materiaal, doorgaans papier, waarin gaten zijn geponst op plaatsen die een rechthoekig patroon vormen, zie *fig. 1*. De rijen plaatsen in de lengterichting vormen de zg. *kanalen* van de ponsband; een combinatie van geponste gaten in een kolom in dwarsrichting stelt volgens een bepaalde codering een letter, cijfer of opdracht voor en wordt een *teken* genoemd. Behalve de kanalen (maximaal acht) is er nog een ononderbroken rij kleinere gaten aanwezig, de zg. sprocketgaten. Deze gaten kunnen bij langzame ponsbandlezers worden gebruikt voor het voortbewegen (transporteren) van de pons-

Ir. J. M. Visscher, medewerker van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

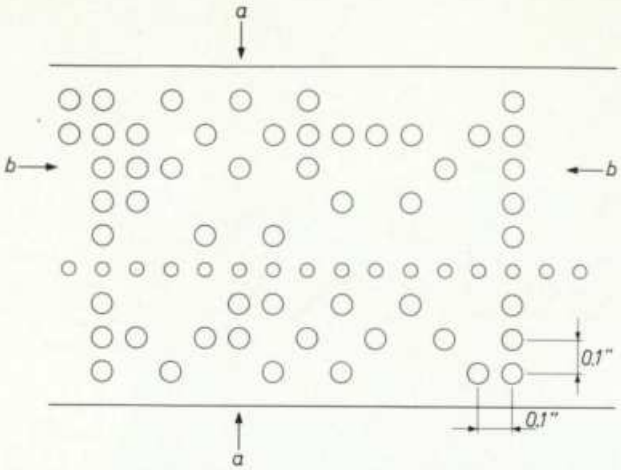

Fig. 1. Een gedeelte van een achtkanaals-ponsband. De combinatie van gaten in een kolom in de dwarsrichting van de band (b.v. *a-a*) vormt een teken. Een rij plaatsen voor gaten in de langsrichting van de band (b.v. *b-b*) wordt kanaal genoemd. De kleine gaten zijn de zg. sprocketgaten.

leidt daaruit tevens het start-stopsignaal voor het transport van de ponsband af. Het starten en stoppen kan op de volgende wijzen plaatsvinden.

1) De band stopt bij het lezen van ieder teken. Het volgende teken wordt pas gelezen als de rekenmachine de informatie heeft verwerkt en de band over één tekenafstand is getransporteerd.

2) Er wordt steeds een aantal tekens, een zg. blok, gelezen, waarna gestopt wordt om deze te verwerken. Hierna wordt een volgend blok gelezen.

3) De band doorloopt de lezer continu. Hierbij dient men er rekening mee te houden dat de tijd die nodig is voor het verwerken van de verschillende tekens, sterk kan variëren. Om tot een behoorlijke bandsnelheid te komen, moet men bij het ontwerpen van de lezer de transporttijd per teken aanzienlijk korter kiezen dan de langste van deze verwerkingstijden. Hierdoor kan het echter voorkomen dat, terwijl de rekenmachine nog

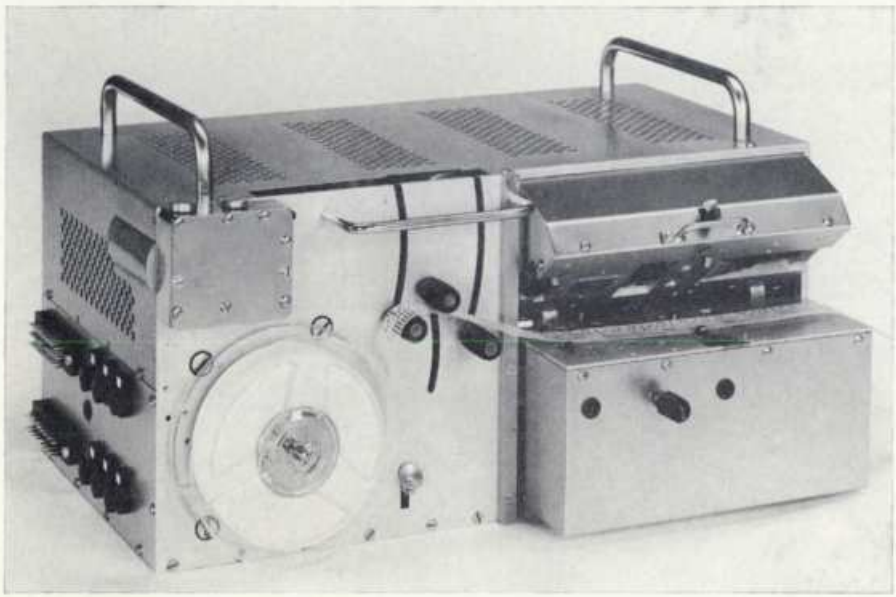

Fig. 2. De hier beschreven ponsbandlezer, geopend voor het inleggen van de ponsband.

band, maar worden hier alleen gebruikt voor het aangeven van de ligging der tekens.

De gegevens die de ponsband bevat, worden aan de rekenmachine doorgegeven via de ponsbandlezer. Deze moet hiertoe de ponsband transporteren en de informatie per teken „lezen" en doorgeven. Het lezen van de tekens kan mechanisch gebeuren, met behulp van tastpennen waarmee een stroomkring wordt gesloten als een gat passeert; of capacitief, door gebruik te maken van het verschil in diëlektrische constante van papier en lucht; of ten slotte optisch, door gebruik te maken van de lichtabsorberende of de lichtverstrooiende eigenschappen van het papier.

De rekenmachine verwerkt de gelezen informatie en bezig is met het verwerken van een bepaald teken, de ponsbandlezer reeds het volgende teken leest. Voor dergelijke situaties moet men één der volgende voorzieningen treffen. a) De lezer wordt uitgerust met een buffergeheugen, waarin één of meer tekens tijdelijk kunnen worden opgeslagen. b) Men zorgt dat de ponsband zo snel kan worden afgeremd dat, als de remming wordt ingezet zodra een teken verschijnt, dit teken ook na het stoppen nog zichtbaar is (zg. stoppen op een teken).

Toen enige jaren geleden met de ontwikkeling van een ponsbandlezer in het Philipslaboratorium te Eindhoven werd begonnen, was het duidelijk dat de nieuwe lezer ten minste 1200 tekens per seconde moest kunnen

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

lezen en voorts aangepast diende te zijn aan reeds aanwezige of nog te ontwikkelen rekenmachines in het concern. Er werd een systeem gekozen met continu doorlopende band; daarmee kunnen nl. de grootste snelheden worden bereikt. Verder moest stoppen op een teken mogelijk zijn, omdat hiermee een kostbaar elektronisch buffergeheugen wordt uitgespaard en bovendien aanpassing aan alle mogelijke start-stop-signalen mogelijk is. Bovendien werd nog met de volgende wensen rekening gehouden.

1) Een korte starttijd van de band (enkele milliseconden) om, indien nodig, hoge start-stopfrequenties te kunnen verwezenlijken.

2) Een afspoelinrichting voor de band. Een opwikkelinrichting kan achterwege blijven: na het lezen laat men de band eenvoudig in een voorraadbak terechtkomen. Voor hernieuwd lezen spoelt men de band eerst terug — dit blijft toch altijd noodzakelijk daar een ponsband slechts in één richting kan worden uitgelezen.

3) Een dubbele uitleesmogelijkheid voor de lezer, ter signalering van fouten.

4) Continu variabele bandsnelheid.

5) Eenvoudig inleggen van een nieuwe band.

Op grond van dit verlanglijstje is een ponsbandlezer ontwikkeld, die in *fig. 2* en *3* is afgebeeld. Deze ponsbandlezer, die nu al enige jaren in gebruik is (zie ook titelfoto), zullen we hier bespreken.

Voor we hiermee beginnen, gaan we nog wat nader in op het samenspel tussen lezer en rekenmachine bij het stoppen op een teken. Gedurende het verwerken van een teken produceert de rekenmachine doorlopend een „niet gereed"-signaal. Verschijnt bij de lezer het sprocketgat van het volgende teken, dan levert deze een impulsvormig „aankomst"-signaal. Zijn beide signalen gelijktijdig aanwezig, dan leidt de rekenmachine hieruit een „stop"-signaal af en geeft dit door aan de lezer. Deze moet de ponsband nu zo snel tot stilstand brengen dat het teken, dat het „aankomst"-signaal heeft teweeggebracht, niet geheel passeert. Na het beëindigen van het „niet gereed"-signaal volgt dan weer een „start"-signaal van de rekenmachine voor de lezer.

De werking van de ponsbandlezer

De ponsbandlezer is uit de volgende hoofddelen samengesteld.

1) Het optisch leesgedeelte.
2) Het afspoelgedeelte.
3) De aandrijving.
4) Het remsysteem.

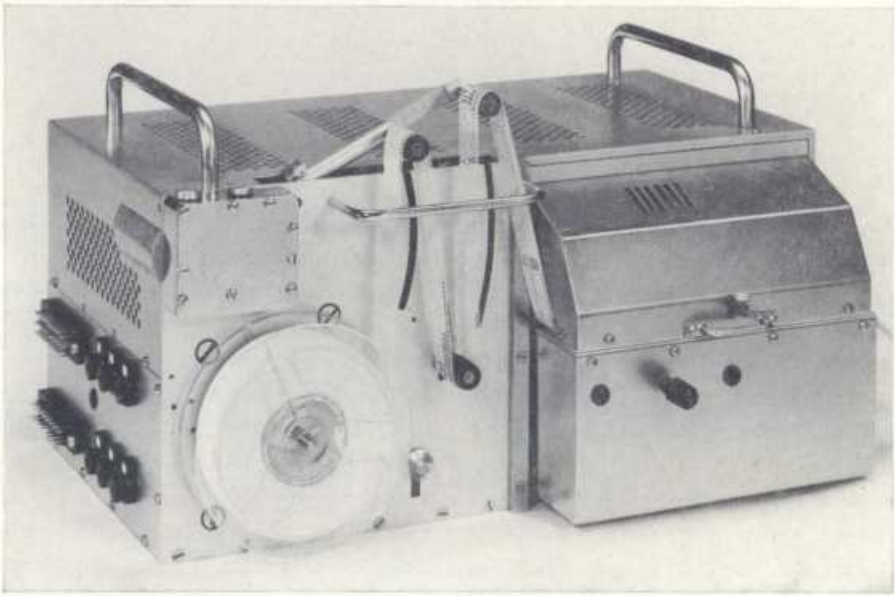

Fig. 3. De ponsbandlezer, juist voor het in werking komen. De ponsband is nog niet gespannen.

Wij geven eerst aan de hand van *fig. 4*, waarin deze verschillende hoofddelen schematisch zijn aangegeven, een globaal overzicht van de werking van de ponsbandlezer.

1) In de lichtweg van het optisch leessysteem bevindt zich een masker met gaten op alle plaatsen van een teken, inclusief die van het sprocketgat, en met dezelfde afmetingen. Achter elk maskergat bevindt zich een lichtdetector. Bij het transporteren van de ponsband wordt de lichtweg telkens vrijgegeven volgens het gatenpatroon dat de ponsband bevat, zodat alle tekens na elkaar worden afgewerkt. Om nu de komst van een nieuw teken vroegtijdig te kunnen waarnemen en de mogelijkheid tot uitlezen zo lang mogelijk te laten be-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

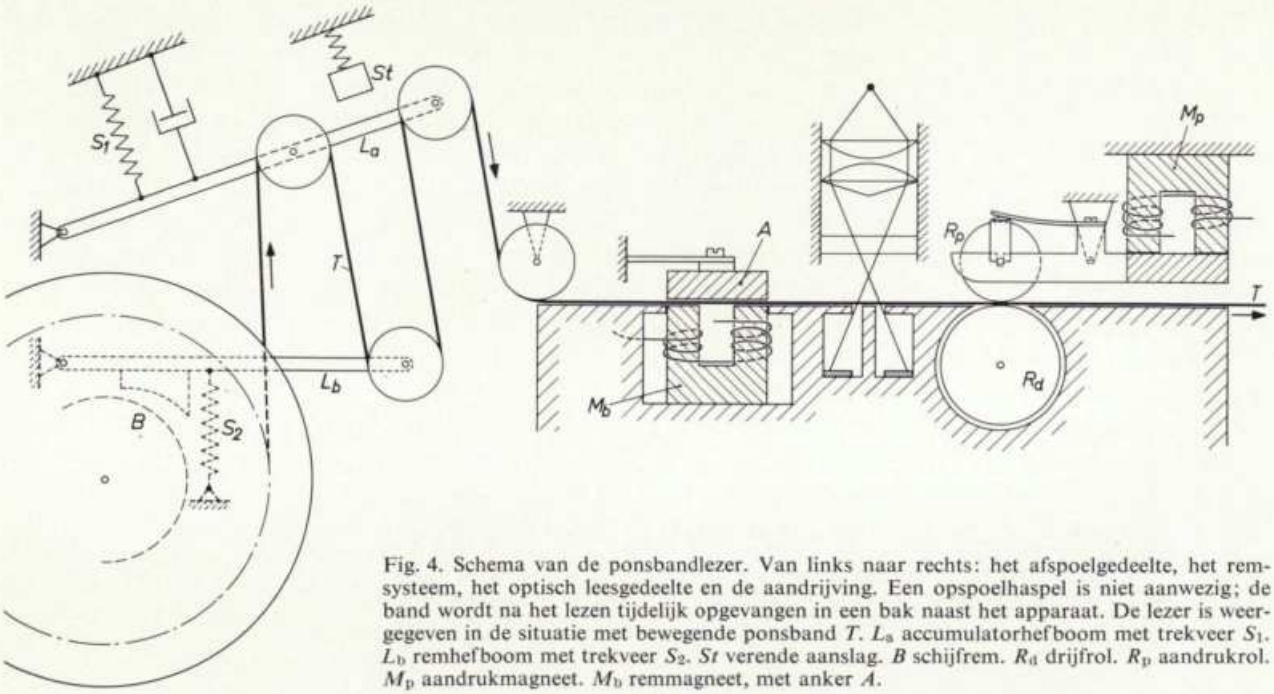

Fig. 4. Schema van de ponsbandlezer. Van links naar rechts: het afspoelgedeelte, het remsysteem, het optisch leesgedeelte en de aandrijving. Een opspoelhaspel is niet aanwezig; de band wordt na het lezen tijdelijk opgevangen in een bak naast het apparaat. De lezer is weergegeven in de situatie met bewegende ponsband T. L_a accumulatorhefboom met trekveer S_1. L_b remhefboom met trekveer S_2. St verende aanslag. B schijfrem. R_d drijfrol. R_p aandrukrol. M_p aandrukmagneet. M_b remmagneet, met anker A.

staan, moet voor elke detector — zowel van de sprocketgaten als van de gewone gaten — de verhouding tussen de uitgangsstroom bij geheel vrijgegeven gat en die bij afgedekt gat groot zijn. Gebleken is dat bij een remweg van 1 mm (d.i. ongeveer 90% van de diameter der sprocketgaten) nog geen leesfouten optreden als deze zg. licht-donkerverhouding 20:1 bedraagt.

2) Het afspoelgedeelte is zo uitgevoerd dat de ponsband in enkele lussen via verplaatsbare rollen naar het eigenlijke leesgedeelte wordt geleid. Hierdoor wordt vertraging ten gevolge van de massa van de haspel bij het aanlopen voorkomen. Bij het remmen kan het teveel aan afgespoelde ponsband, dat ontstaat door de traagheid van de haspel, weer door vergroting van de lussen worden opgenomen.

3) en 4) De aandrijving geschiedt door de band tegen een permanent roterende drijfrol R_d te drukken. Dit gebeurt met een door een elektromagneet M_p bediende aandrukrol R_p. Voor het stoppen van de band dient een zeer snelle magneet, de remmagneet M_b. De band wordt door de luchtspleet van deze magneet gevoerd; het „stop"-signaal veroorzaakt bekrachtiging van de remmagneet, terwijl gelijktijdig de bekrachtiging van M_p wordt uitgeschakeld. Daar hierbij het omhoog komen van de aandrukrol met een grotere mechanische vertragingstijd gepaard gaat dan het aantrekken van het anker A van de remmagneet, moet de drijfrol over de band kunnen slippen om breuk van de band te voorkomen.

Bij het starten wordt M_p bekrachtigd en wordt tevens de bekrachtiging van M_b opgeheven. Indien deze beide handelingen tegelijkertijd zouden plaatsvinden, zou het gevaar bestaan dat de band, na het uitschakelen van de remmagneet, en voordat de aandrukrol op de band ligt, zou terugschuiven als gevolg van de trekkracht die de afspoelinrichting op de band uitoefent. Om dit te voorkomen, vindt het uitschakelen van de bekrachtiging van M_b met een elektrische tijdsvertraging plaats, zodat de aandrukrol al op de band ligt voordat het remmagneetanker geheel los is.

Om stoppen op een teken te kunnen verwezenlijken, laten we een remweg van ten hoogste 0,5 mm toe, zodat we bij de vermelde licht-donkerverhouding een veiligheidsfactor van ongeveer 2 hebben ingevoerd. De bandsnelheid bedraagt bij een leessnelheid van 1200 tekens/s ongeveer 3 m/s. Men heeft dan voor de genoemde remweg een remvertraging van 9000 m/s² nodig (gesteld dat de vertraging gedurende het remproces constant blijft). Ter illustratie diene dat een auto met een snelheid van 100 km/uur bij deze remvertraging een remweg van slechts 40 mm zou hebben. De gewenste snelle afremming wordt bij de ponsbandlezer verkregen door het anker van de remmagneet permanent over de band te laten slepen en door zowel deze magneet als de bekrachtigingsschakeling speciaal

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

te ontwerpen voor een extreem snelle bekrachtiging. De remmagneet, het leessysteem en de drijfrol zijn duidelijk zichtbaar in *fig. 5*, waarin een deel van het apparaat in geopende toestand is weergegeven.

Na deze globale beschrijving beschouwen we nu de constructie van de hoofdonderdelen en de werking van het geheel wat nader.

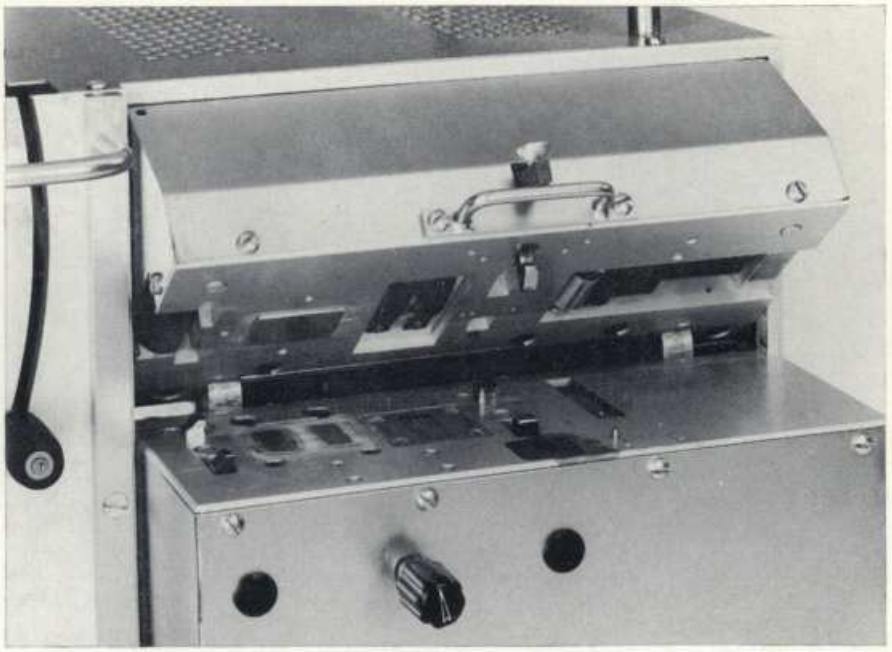

Fig. 5. De ponsbandlezer in geopende toestand. Van links naar rechts zijn zichtbaar de remmagneet, het leessysteem, de drijfrol en de aandrukrol.

Het optisch leesgedeelte

Om de gewenste grote licht-donkerverhouding te verkrijgen, maken we, omdat de absorptiecoëfficiënt van het ponsbandpapier te gering is, gebruik van de lichtverstrooiende eigenschappen van dit papier. We voeren de optiek zo uit dat de gloeidraad van de gebruikte lamp scherp afgebeeld wordt vlak boven een maskergat (zie *fig. 6*) en dat de breedte van deze afbeelding (I) de grootte van het maskergat niet overschrijdt. De holte, waarin de fotocel C — voor ieder maskergat één — zich bevindt, wordt „optisch zwart" gemaakt en de grootte van de lichtbundel zo gekozen dat de fotocel zich juist hierbinnen bevindt. Stellen we dat de ruimtehoek van de bundel α steradialen, de absorptiecoëfficiënt van het papier 0,5 en de totale lichtstroom bij onafgedekt maskergat E_1 lumen bedraagt, en nemen we aan dat de lichtverstrooiing in alle richtingen even groot is, dan vinden we voor de lichtstroom E_2 die bij afgedekt maskergat de fotocel bereikt:

$$E_2 = \tfrac{1}{2}\frac{\alpha}{2\pi} E_1,$$

zodat de licht-donkerverhouding E_1/E_2 gelijk is aan $4\pi/\alpha$. Een grote waarde van deze verhouding kan men dus krijgen door de ruimtehoek van de bundel zeer klein te maken (en de opstelling van de fotocel hierbij aan te passen).

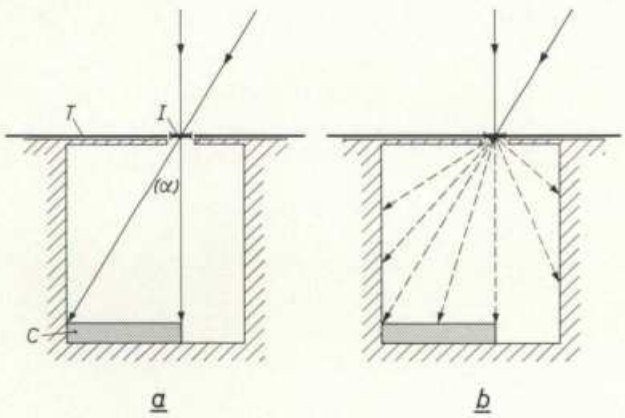

Fig. 6. De opstelling van de fotocellen van het optisch leesgedeelte. *a*) Situatie voor een door een ponsbandgat vrijgegeven maskergat. *b*) Situatie voor het afgedekte maskergat, waarbij het ponsbandpapier het licht in alle richtingen (openingshoek 2π steradiaal) verstrooit. De wanden van de ruimte waarin de fotocel C zich bevindt, zijn optisch zwart gemaakt. α ruimtehoek van de lichtbundel. I afbeelding van de gloeidraad. T ponsband.

Met de door ons gebruikte opstelling, zie *fig. 7*, is een licht-donkerverhouding van 70:1 gehaald. De gloeidraad van één lamp levert de lichtbundels voor alle 9 plaatsen van een teken. Voor het afbeelden van de gloeidraad worden een condensor *Cond* en een lens L gebruikt. Onder de condensor is een prisma P geplaatst, dat twee gelijke bundels maakt om twee tekens gelijktijdig te kunnen uitlezen. De lenzen zijn alle cilindervormig en vervaardigd van methacrylaat, zodat fabricage met een precisiedraaibank mogelijk is.

Het afspoelgedeelte

Als de ponsbandlezer in de rusttoestand is, bevindt de remhefboom L_b (fig. 4) zich in zijn onderste stand; de haspel is dan afgeremd door de schijfrem B. De zg. accumulatorhefboom L_a is in zijn bovenste stand, rustend tegen de verende aanslag St. De ponsband is met enkele lussen om de rollen op de hefbomen gevoerd.

Bij het starten van de ponsbandlezer is de band zeer

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

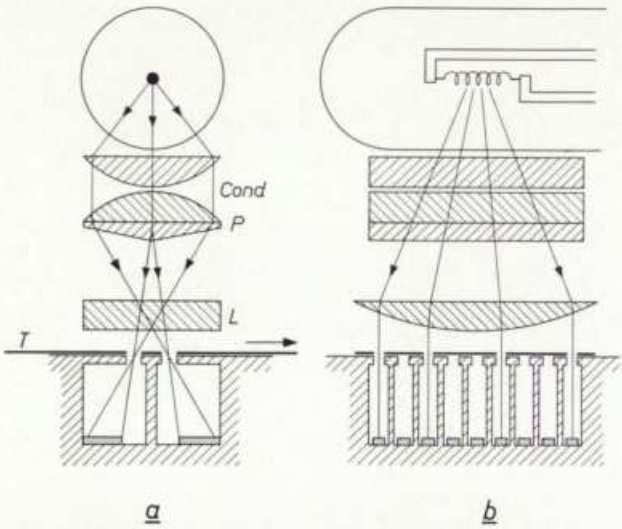

Fig. 7. De constructie van het optisch leesgedeelte, met de stralengang van het licht. *a*) Langsdoorsnede, *b*) dwarsdoorsnede. Zoals links te zien is, wordt door een prisma *P* de stralengang in twee delen gesplitst ten behoeve van dubbele uitleesmogelijkheid. De condensor *Cond* en de lens *L* zijn beide cilindervormig. *T* ponsband.

snel op de gewenste snelheid. Door de trekkracht in de band komt nu de remhefboom L_b omhoog; de schijfrem *B* komt daardoor zover vrij dat de haspel kan gaan draaien. Tijdens het aanlopen van de haspel, dat veel trager verloopt dan het starten van de ponsband, worden de lussen kleiner doordat L_a omlaag zakt en L_b verder omhoog komt. In de stationaire toestand met bewegende band en draaiende haspel is er een evenwicht tussen de momenten werkend op de hefboom L_b ten gevolge van de trekkracht van veer S_2, de aandrukkracht van de schijfrem, en twee keer de trekkracht in de band; hierdoor blijft de trekkracht in de band ongeveer constant, onafhankelijk van de bandsnelheid. De hefboom L_a neemt daarbij een zodanige stand in dat de vier keer hierop aangrijpende trekkracht van de band in evenwicht is met de door de trekveer S_1 uitgeoefende kracht. De beweging van L_a is door een soort schokbreker sterk gedempt, om de omtreksnelheid van de haspel te stabiliseren. De vorm en dimensionering van het hefboomstelsel is zo dat de rol van L_b tussen de twee rollen van L_a door kan bewegen, waardoor het inleggen van een nieuwe band eenvoudig is; zie fig. 2.

Bij het stoppen van de band valt de trekkracht in de band weg, zodat hefboom L_b naar beneden beweegt en de schijfrem *B* de haspel tot stilstand brengt. Ondertussen beweegt L_a zich zover in de richting van zijn uitgangspositie dat de toch nog afgewikkelde hoeveelheid ponsband door vergroting van de lussen wordt opgevangen.

Het aandrijfsysteem

In *fig. 8a* is het aandrijfsysteem gedetailleerd weergegeven, met de elektromagneet M_p in niet bekrachtigde toestand. De drijfrol R_d draait continu met omtreksnelheid v_0. De ponsband staat in deze situatie echter stil doordat de aandrukrol geen contact heeft met de ponsband. De bladveer S_3 drukt weliswaar door middel van het drukstuk *Pr* de tappen van de aandrukrol R_p omlaag, doch deze stuiten op de bodem van de sleufgaten, die de lagering van R_p in het anker vormen. De aandrukkracht van de bladveer wordt dus nu door het anker opgenomen en niet door de drijfrol R_d. Een zwak gespannen trekveer S_4 houdt het anker zover omhoog dat dit tegen een aanslag rust; de aandrukrol heeft dan juist geen contact met de ponsband *T*.

Ontvangt de ponsbandlezer een startimpuls van de rekenmachine, dan wordt M_p bekrachtigd en ontstaat de situatie van fig. 8*b*. De tappen van de aandrukrol komen nu vrij van de bodem van de sleufgaten,

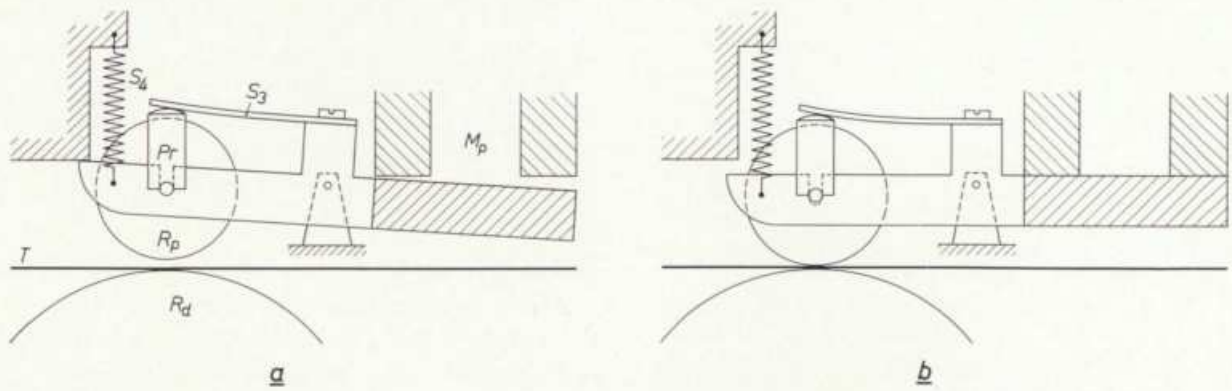

Fig. 8. Het aandrijfsysteem, meer gedetailleerd weergegeven. *a*) De magneet M_p is niet bekrachtigd. De aandrukkracht van de bladveer S_3 wordt via het drukstuk *Pr* door het anker zelf opgenomen, en door de trekveer S_4 wordt de aandrukrol R_p vrij getrokken van de ponsband *T*. *b*) Door het bekrachtigen van de magneet komen de tappen van de rol R_p vrij en wordt deze rol door de bladveer S_3 op de ponsband *T* en de drijfrol R_d gedrukt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zodat de bladveer de aandrukrol op de ponsband kan drukken. Nadat nu de bekrachtiging van de remmagneet is opgeheven, wordt de ponsband meegenomen door de roterende drijfrol en komt ook de aandrukrol in rotatie. Voor het aandrijven van de ponsband wordt dus uitsluitend gebruik gemaakt van de vrij geringe slipkracht (ongeveer 3,5 N) tussen de drijfrol en de ponsband; de gebruikelijke aandrijving van de haspel door een motor is hier geheel achterwege gelaten.

Bij het starten treden in het aandrijfsysteem een elektrische en een mechanische vertragingstijd op. De eerstgenoemde is nodig voor het bekrachtigen van M_p; hiervoor wordt een methode toegepast waarbij in korte tijd de verzadigingsmagnetisatie is bereikt (deze methode zal hieronder worden besproken bij de remmagneet). De mechanische vertragingstijd, die nodig is voor het verdraaien van het anker over de vereiste hoek, kan men ongeveer berekenen door voor het versnellend moment de magnetische trekkracht van het anker te nemen verminderd met de veerkracht van S_4; voor het massatraagheidsmoment neemt men dat van het anker met de aandrukrol, en voor de genoemde hoek neemt men de hoek tussen het verlaten van de aanslag van het anker en het raken van de aandrukrol aan de ponsband. Men vindt een totale vertragingstijd (elektrische en mechanische te zamen) van $1\frac{1}{2}$ ms. Het opheffen van de bekrachtiging van de remmagneet moet een zelfde tijd worden vertraagd om terugschuiven van de band te voorkomen; de ponsband begint dus $1\frac{1}{2}$ ms na de startimpuls te bewegen.

Een indruk van de snelheid waarmee de ponsband hierna aanloopt, krijgt men uit *fig. 9*. Hier is als functie van de tijd uitgezet de bij een meting verkregen, door een impulsvormer in blokvorm omgezette, uitgangsstroom van de fotocel behorende bij de sprocketgaten. Er blijkt dat, als in de beginstand een sprocketgat zichtbaar is, na 6,5 ms het eerstvolgende sprocketgat verschijnt (dus 5 ms nadat de ponsband begint te bewegen); na ongeveer 15 ms is de uiteindelijke bandsnelheid van 1200 tekens/s bereikt; het transporteren van een teken duurt daarbij 0,83 ms.

Het snelle aanlopen van de ponsband is bereikt doordat alleen de massa van de ponsband en de traagheidsmomenten van de hefbomen en de rollen aan deze hefbomen van belang zijn.

We zullen nu het gedrag van het aandrijfsysteem beschouwen bij het *stoppen* van de band. Als de rekenmachine een stopimpuls afgeeft, wordt de remmagneet M_b bekrachtigd en wordt de bekrachtiging van de magneet M_p onderbroken. Na het verschijnen van de stopimpuls duurt het ongeveer $1\frac{1}{2}$ ms voordat de aandrukrol vrijkomt van de band. Deze tijd is samengesteld uit een mechanische en een elektrische vertragingstijd. De elektrische vertraging bedraagt ongeveer 1 ms; in deze tijd verdwijnt het magnetische veld van M_p. In de resterende 0,5 ms gaat het anker van M_p zo ver omhoog dat de speling tussen de tap van de aandrukrol en de bodem van het sleufgat wordt overwonnen. Men kan deze mechanische vertragingstijd in het aandrijfsysteem bij het remmen op dezelfde wijze berekenen als de vertragingstijd bij het starten. Men stelt dan de kracht op het anker, veroorzaakt door de bladveer S_3, gedurende deze rotatie constant en neemt aan dat de magnetische trekkracht plotseling een sprong naar nul maakt. Voor het massatraagheidsmoment neemt men dat van het anker, in dit geval *zonder* de massa van de aandrukrol in rekening te brengen.

Zoals hierboven reeds is aangestipt, is de vertragingstijd van de remmagneet zeer klein. Het gevolg hiervan is dat de band door de remmagneet reeds is gestopt als de rollen van het aandrijfsysteem nog draaien. De band ondervindt dus slipkrachten van deze rollen, en het gevaar dreigt dat de band tussen de remmagneet en het aandrijfsysteem breekt. Dit wordt als volgt voorkomen. De aandrukrol en de drijfrol zijn beide van metaal vervaardigd, zodat de wrijvingscoëfficiënt tussen de ponsband en deze rollen ongeveer bekend is. Verder is de kracht waarmee de aandrukrol op de ponsband drukt alleen afhankelijk van de afmetingen en de doorbuiging van de bladveer S_3 en dus goed constant en reproduceerbaar. Door deze maatregelen is gewaarborgd dat de maximale trekkracht die in de band tussen de remmagneet en het aandrijfsysteem optreedt als gevolg van de slipkrachten, niet door toevallige variaties te grote waarden zal kunnen aannemen. Daar de aandrukrol van aluminium is vervaardigd, wordt deze door de wrijving op de stilstaande band zeer snel tot stilstand gebracht. De trekkracht in de band, die aanvankelijk door beide rollen wordt veroorzaakt, daalt dus al snel tot de helft van de beginwaarde. Door een en ander is bereikt dat de band bij het stoppen niet breekt.

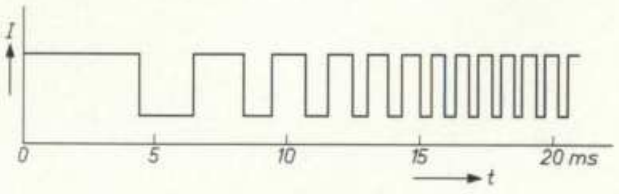

Fig. 9. Uitgangsstroom van de fotocel die de sprocketgaten aftast, uitgezet als functie van de tijd, bij het aanlopen van de ponsband vanuit stilstand naar 1200 tekens/s (overeenkomende met 3 m/s bandsnelheid).

Het remsysteem

De vereiste snelle reactie van het remsysteem op een stopimpuls van de rekenmachine is alleen te verwezen-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

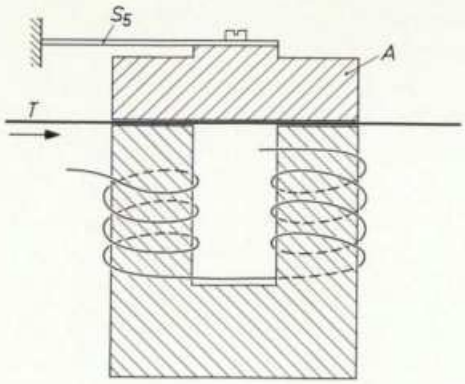

Fig. 10. Het remsysteem. Het anker A van de remmagneet wordt, ook als deze niet bekrachtigd is, steeds door middel van een lichte bladveer S_5 en zijn eigen gewicht op de poolschoenen gedrukt, zodat de ponsband T hier slepend doorheen wordt getrokken.

lijken door de af te leggen weg van het anker van de remmagneet zo klein mogelijk te maken. Dit is bereikt, zoals in *fig. 10* is te zien, door het anker A van de remmagneet door zijn eigen gewicht en de geringe spanning van een veer S_5 *permanent op de ponsband te drukken*, zodat deze steeds slepend tussen anker en poolschoenen wordt doorgetrokken. Door aanbrengen van zeer dunne plaatjes piëzo-elektrisch materiaal tussen ponsband en poolschoenen kon het verloop van de aandrukkracht F_p als functie van de tijd bij het remmen worden gemeten; zie *fig. 11*. Er blijkt na de stopimpuls een oscillerend krachtsverloop op te treden, dat door demping

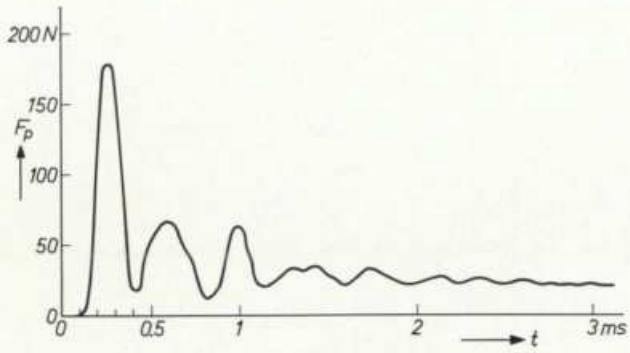

Fig. 11. Gemeten verloop van de aandrukkracht F_p (in newtons) van het remsysteem als functie van de tijd t (in ms) bij het remmen. De meting is verricht met behulp van plaatjes piëzo-elektrisch materiaal, aangebracht tussen de ponsband en de poolschoenen.

vrij snel uitsterft. Blijkbaar moeten we het systeem opvatten als een massa-veer-systeem (*fig. 12*), waarbij de massa gevormd wordt door het magneetanker en de veerkracht ontleend wordt aan de elastische vervorming van de ponsband, terwijl de niet-elastische vervorming de demping veroorzaakt. Berekenen we de frequentie voor trillingen loodrecht op het vlak van de ponsband (er zijn ook trillingen mogelijk door draaiing van het anker om zijn zwaartepunt), dan vinden we, als we de veerstijfheid afleiden uit de statische indrukking van het papier, een trillingsperiode van 240 μs, zonder rekening te houden met de demping. Uit fig. 11 volgt een trillingsperiode 400 μs. Het verschil wordt, behalve door de onzekerheid in de meting van de veerstijfheid, verklaard uit de frequentieverlagende eigenschap van de demping van een massa-veer-systeem, en uit de schijnbare verkleining van de oppervlakte van de poolschoenen die optrad doordat de oppervlakte van de meetplaatjes kleiner was dan die van de poolschoenen.

Verder zien we uit fig. 11 dat reeds ongeveer 110 μs na het begin van de bekrachtiging van de remmagneet beweging van het anker plaatsvindt: de aandrukkracht begint dan nl. op te lopen. Na nog eens een zelfde tijd bereikt de kracht het maximum. Aan het slot van dit artikel zal uitvoerig worden ingegaan op het ontwerpen van een magneet die tot een zo snelle actie in staat is. We zullen hier eerst uit het verloop van de aandrukkracht volgens fig. 11 de remweg berekenen.

Berekening van de remweg

Om de berekening toe te lichten, zullen we eerst het gedrag van de ponsband bij het remmen bespreken. We hebben reeds vermeld dat een *constante* vertraging van ongeveer 9000 m/s² nodig zou zijn om bij een bandsnelheid van 3 m/s een remweg van 0,5 mm te verkrijgen. We moeten echter blijkens fig. 11 rekening houden met een vertragingstijd t_0 van ten minste 110 μs, waarin de ponsband bij deze snelheid reeds 0,3 mm aflegt. Derhalve is een vertraging van veel meer dan 9000 m/s² noodzakelijk, en dus ook een veel grotere aandrukkracht van de ponsband dan uit deze vertraging zou volgen. Het blijkt nu dat, wanneer men deze grotere aandrukkrachten bij de remmagneet toepast, de ponsband zich heel anders gedraagt dan uit zuivere wrijvingsafremming zou volgen. Met name het verwachte kwadratisch verband tussen ponsbandsnelheid en remweg dat men afleidt door de te vernietigen bewegingsenergie ($\frac{1}{2}mv_0^2$) van de ponsband eenvoudig gelijk te stellen aan remkracht maal remweg, blijkt niet gevonden te worden. Bij deze snelle afremming is een

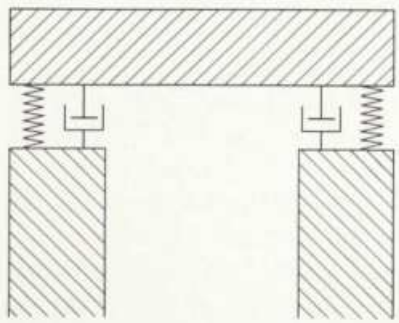

Fig. 12. Het geschematiseerde massa-veer-systeem, dat gevormd wordt door de ponsband en het anker van de remmagneet.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

geheel andere benadering van dit probleem noodzakelijk, waarbij met de elastische eigenschappen van de ponsband rekening wordt gehouden.

Als de met snelheid v_0 bewegende ponsband op het tijdstip $t = 0$ plotseling of in zeer korte tijd ter plaatse van de remmagneet een snelheid nul krijgt opgedrongen, zal zich langs de band een schokfront gaan voortbewegen met een snelheid gelijk aan de geluidssnelheid v_s in het ponsbandmateriaal, zie *fig. 13*. Tussen dit schokfront en de remmagneet is dan de band in rust; aan de andere zijde van het schokfront is de band op de normale manier in beweging met snelheid v_0.

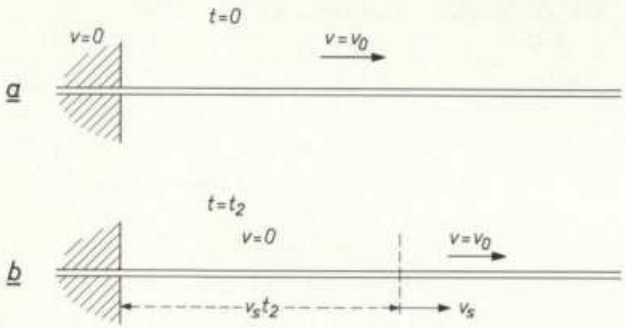

Fig. 13. Wordt aan de ponsband, die beweegt met een snelheid v_0, op het tijdstip $t = 0$ ter plaatse van de remmagneet een snelheid $v = 0$ opgedrongen, dan ontstaat in de band een schokgolf, die met een snelheid v_s voortloopt. *a*) Situatie ten tijde $t = 0$; *b*) situatie na t_2 seconden.

Het gedeelte dat in rust is, is uniform uitgerekt ten gevolge van een kracht F, gepaard gaande met een rek ε in de band, welke volgt uit [1]:

$$\varepsilon = \frac{v_0}{v_s}. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Volgens de wet van Hooke is:

$$F = \varepsilon EA, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

waarin E de elasticiteitsmodulus van het ponsbandmateriaal en A de gemiddelde doorsnede van de ponsband voorstelt. Voorts is bekend dat de voortplantingssnelheid van een longitudinale trilling (d.i. de geluidssnelheid) in een medium gelijk is aan

$$v_s = \sqrt{\frac{E}{\varrho}},$$

waarin ϱ de dichtheid van het medium is. Passen we dit toe voor de ponsband en voeren we de massa van de band per lengte-eenheid $m_1 = \varrho A$ in, dan volgt uit (1) en (2):

$$F = m_1 v_0 v_s. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

De minimumwaarde van de trekkracht die we in de band moeten aanbrengen om deze plotseling tot stilstand te brengen is dus evenredig met de oorspronkelijke snelheid v_0.

We kunnen de gevonden uitdrukking voor F nu gebruiken om de remweg als functie van de bandsnelheid te berekenen. Immers, de band is geheel tot stilstand gekomen zodra de kracht in de band bij de remmagneet de waarde F heeft bereikt die uit (3) volgt. De totale wrijvingskracht die de ponsband aan twee zijden ondervindt door de aandrukkracht F_p van het anker van de remmagneet moet dan dus zijn:

$$2fF_p = F. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

Hierin is f de wrijvingscoëfficiënt tussen het remmagneetmateriaal en de ponsband. Het verloop van de aandrukkracht met de tijd volgens fig. 11 kunnen we schematiseren tot *fig. 14*. Het moment van stoppen, $t = t_1$, wordt bereikt als de aandrukkracht F_p de waarde $F/2f$ overschrijdt die volgt uit (4). De remweg is de afstand die de ponsband tussen de tijdstippen $t = 0$ en $t = t_1$ heeft afgelegd.

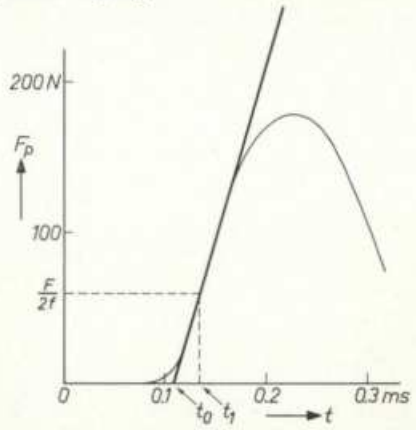

Fig. 14. Geschematiseerd verloop van de aandrukkracht van het remsysteem als functie van de tijd, bij het begin van het remmen. Op het tijdstip $t = 0$ wordt de remmagneet bekrachtigd. t_0 is de vertragingstijd van de remmagneet. Het moment van stoppen van de ponsband (t_1) kan worden bepaald uit de aandrukkracht $F/2f$ die in het remsysteem moet zijn bereikt om in de ponsband de trekkracht van verg. (3) op te wekken, waardoor de band plotseling tot stilstand komt.

Tot het tijdstip $t = t_0$ wordt er op de band geen remkracht uitgeoefend; de snelheid v_0 blijft dus gehandhaafd. Tussen t_0 en t_1 neemt de kracht zo snel toe dat we de snelheidsvermindering van de band door de wrijvingsafremming in deze periode kunnen verwaarlozen, zodat we de remweg bij benadering gelijk mogen stellen aan

$$x = v_0 t_1. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

Indien nu F is berekend uit verg. (3) en f bekend is, kan uit de gegeven fig. 14 langs grafische weg t_1 worden bepaald, waarmee de remweg is bepaald.

Het is ook mogelijk de lijn van fig. 14 in formule weer te geven:

$$F_p = 2{,}25(t - t_0)10^6, \quad \ldots\ldots \quad (6)$$

[1] Zie S. Timoshenko en D. H. Young, Vibration problems in engineering, Van Nostrand, Princeton N.J. 1955, 3de ed., blz. 305.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

en hieruit het verband tussen de remweg x en de bandsnelheid v_0 af te leiden. Uit (3), (4) en (6) volgt:

$$\frac{m_1 v_0 v_s}{2f} = 2{,}25(t_1 - t_0)10^6,$$

en dus

$$x = v_0\left(\frac{m_1 v_0 v_s}{4{,}5f}\,10^{-6} + t_0\right). \quad \ldots\ldots \quad (7)$$

Voor de door ons gebruikte ponsband zijn de gegevens: $m_1 = 2{,}17\times10^{-3}$ kg/m en $v_s = 2{,}8\times10^3$ m/s (voor ongeperforeerde band). Substitueert men dit in (7), neemt men voor f de gemeten waarde 0,12 en stelt men $t_0 = 119$ µs, dan vindt men de kromme:

$$x = (0{,}11\,v_0^2 + 1{,}19\,v_0)10^{-4}, \quad \ldots \quad (8)$$

die vrijwel exact overeenstemt met het gemeten verband tussen remweg en bandsnelheid (*fig. 15*). De gebruikte waarde $t_0 = 119$ µs ligt ten opzichte van de hierboven genoemde waarde geheel binnen de meet-

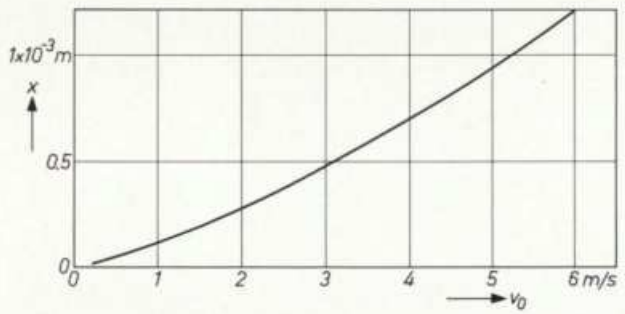

Fig. 15. De gemeten remweg x als functie van de ponsbandsnelheid v_0. Bij $v_0 = 3$ m/s, overeenkomend met 1200 tekens/s, is de remweg iets kleiner dan 0,5 mm, dus ruimschoots voldoende voor het stoppen op een teken. Het berekende verband tussen remweg en ponsbandsnelheid (verg. 8) stemt vrijwel geheel overeen met deze kromme.

nauwkeurigheid, zodat we mogen concluderen dat er een grote overeenstemming is tussen de metingen en de berekening.

Bij de gewenste bandsnelheid van 3 m/s, overeenkomend met een leessnelheid van 1200 tekens/s, krijgen we volgens fig. 15 een remweg van iets minder dan 0,5 mm. Dit komt overeen met de eis (met veiligheidsfactor 2) die we aan de remweg gesteld hebben om stoppen op een teken te kunnen verwezenlijken. De tijd t_1 bedraagt in dit geval ongeveer 0,15 ms.

Het ontwerpen van de remmagneet

Aan de remmagneet wordt de eis gesteld dat binnen een zeer korte tijd t_1 de kracht waarmee het anker wordt aangetrokken (F_p) een bepaalde hoge waarde heeft bereikt (nl. ca. 100 N in 0,15 ms). Uit de hieronder volgende berekeningen zal blijken dat het niet mogelijk is een magneet te ontwerpen waarvan de tijdconstante zo klein is dat bij het bekrachtigen van deze magneet aan de gestelde voorwaarde wordt voldaan. De tijdconstante van een magneet die een zo grote kracht kan uitoefenen, kan zelfs niet kleiner zijn dan 10 ms. We zullen echter laten zien dat de vereiste korte schakeltijd toch kan worden bereikt, en wel door de verhouding van de bekrachtigingsspanning en het aantal windingen van de magneet *extreem groot* te kiezen — dit betekent dat we de magneet bekrachtigen met een spanning die veel hoger is dan gebruikelijk. Op de volgende wijze komt men tot een overzichtelijke berekening van de magneet.

De trekkracht van een magneet is bij stilstaand anker evenredig met het kwadraat van de magnetische inductie B en met de kerndoorsnede A_m van de magneet. De gekozen maximale waarde B_1 van de inductie ligt dicht bij de verzadigingsinductie van het gebruikte magneetmateriaal (het verband tussen B en H is dan nog lineair); we nemen dus een materiaal met een hoge verzadigingsmagnetisatie. De kracht dient nu de vereiste waarde te hebben bereikt als de inductie de waarde B_1 heeft bereikt. Hieruit volgt een minimaal benodigde waarde van de kerndoorsnede A_m.

Uit de waarden B_1 en A_m volgt de waarde van de flux die ten tijde t_1 aanwezig moet zijn:

$$\Phi_1 = B_1 A_m. \quad \ldots\ldots \quad (9)$$

Voor het magnetische circuit dat wordt gevormd door de kern, het anker en de luchtspleet (zie *fig. 16a*) geldt:

$$\Phi = \frac{ni}{W}, \quad \ldots\ldots \quad (10)$$

waarin i de stroom door de spoel is, n het aantal windingen en W de magnetische weerstand van het circuit. W wordt, zolang de verzadiging niet is bereikt, geheel bepaald door de afmetingen A_m en l_a van de luchtspleet;

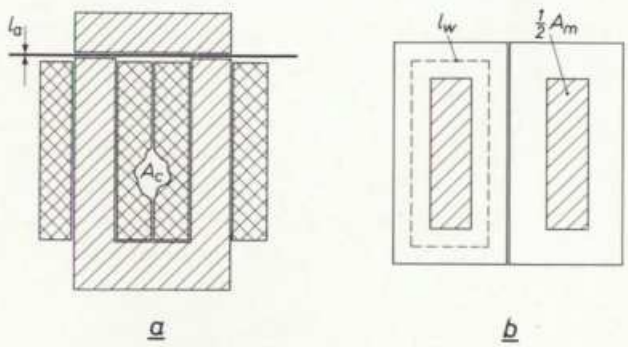

Fig. 16. De remmagneet. *a*) Doorsnede door het juk. l_a breedte van de luchtspleet. De windingen van de spoel zijn verdeeld over de twee benen van het juk. Alle windingen gaan door de opening in het midden, de vensteropening, met doorsnede A_c. *b*) Doorsnede loodrecht op het juk. De gemiddelde windingslengte l_w is gestippeld weergegeven. De kerndoorsnede A_m is de som van de twee gearceerde doorsneden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

in dit geval dus door A_m en de dikte van de ponsband. W is hiermee bekend, zodat uit (10) het aantal ampèrewindingen $(ni)_1$ kan worden berekend dat ten tijde t_1 aanwezig moet zijn.

Bij deze snelle aangroeiing van het aantal ampèrewindingen kunnen in ernstige mate wervelstromen ontstaan, waardoor het toenemen van de inductie wordt vertraagd zodat de schakeltijd langer wordt. Om dit tegen te gaan, moet het magneetmateriaal zorgvuldig worden gelamelleerd; er is magneetblik met een dikte van slechts 0,1 mm toegepast; de lamellen zijn onderling geïsoleerd met glaskorrels van maximaal 10 μm diameter. In feite komt het ontwerpen van een magneet voor zulke korte schakeltijden overeen met het ontwerpen van een transformator voor zeer hoge frequenties, nl. ongeveer 20 kHz.

Als het maximaal optredende aantal ampère-windingen bekend is, kan de tweede grootheid worden berekend die bepalend is voor de magneetkern, nl. de vensteropening A_e; dit is het oppervlak van de opening tussen de twee benen van de kern, waar de wikkelingen door moeten gaan (zie fig. 16). Uit de toegestane temperatuurverhoging van de magneet en de maximale schakelfrequentie volgt een maximaal toelaatbare waarde voor de stroomdichtheid in de magneetspoel. Deze stroomdichtheid kunnen we uitdrukken in A_e en het aantal ampère-windingen:

$$j = \frac{ni}{\alpha A_e},$$

waarbij α de vulfactor van de spoel is. Gaan we ervan uit dat het aantal ampère-windingen niet groter wordt dan $(ni)_1$, dan volgt uit de maximaal toelaatbare waarde van j een minimaal vereiste waarde van A_e.

Hiermee zijn de afmetingen van de kern bekend; nu moet de spoel worden ontworpen die binnen de gestelde tijd een zodanige stroom i_1 kan voeren dat het aantal ampère-windingen $(ni)_1$ is. Indien de magneet op de gebruikelijke wijze wordt bekrachtigd door ten tijde $t = 0$ een spanning E aan te sluiten (zie *fig. 17*), neemt de stroom door de spoel exponentieel toe:

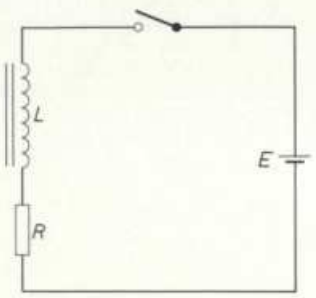

Fig. 17. Schematische voorstelling van de bekrachtigingsketen van de remmagneet. L stelt de zelfinductie, R de weerstand van de magneetspoel voor.

$$i = \frac{E}{R}\left(1 - e^{-\frac{R}{L}t}\right). \quad \ldots\ldots \quad (11)$$

L/R is hierin de tijdconstante τ van de magneet. De waarden van L en R zijn nog niet bekend, maar de verhouding L/R kan worden berekend en blijkt evenredig te zijn met $A_m A_e / l_a l_w$, waarin l_w de gemiddelde lengte van een winding is (zie fig. 16*b*). Deze grootheden zijn alle bekend, zodat door het vastleggen van de afmetingen van de kern de tijdconstante van de magneet bepaald is. Berekenen we op deze wijze τ voor de remmagneet, dan blijkt dat τ veel groter is dan t_1. De situatie is dus (zie *fig. 18*): een stroomwaarde i_1, corresponderend met een aantal ampère-windingen $(ni)_1$, moet wor-

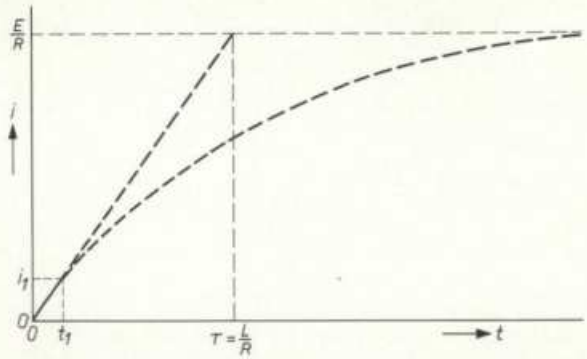

Fig. 18. Het exponentiële verloop van de stroom door de magneetspoel. De tijd t_1 waarin de magneet tot de vereiste sterkte moet zijn bekrachtigd, is veel kleiner dan de tijdconstante τ.

den bereikt in een tijd t_1 die veel kleiner is dan τ. Het is uit fig. 18 duidelijk dat dit gerealiseerd kan worden door E zo te kiezen dat de eindwaarde $i = E/R$ van de stroom veel groter is dan de vereiste stroom i_1; deze eindwaarde zal echter niet bereikt mogen worden, aangezien reeds bij het bepalen van het venster A_e is uitgegaan van de maximaal optredende stroomsterkte. We moeten de stroom dus begrenzen tot i_1, anders brandt de spoel door! De nog onbekende grootheden berekenen we als volgt.

In het tijdvak $t = 0$ tot $t = t_1$ is de stroomtoeneming nog vrijwel lineair. We kunnen (11) dan schrijven als:

$$i = \frac{E}{L}t. \quad \ldots\ldots \quad (12)$$

L is evenredig met n^2; dit geeft met (12):

$$ni = \frac{E}{cn}t,$$

waarin c een bekende evenredigheidsconstante is. Nu moet ni op het tijdstip $t = t_1$ gelijk zijn aan (of groter dan) de hierboven berekende waarde $(ni)_1$; hieruit volgt:

$$\frac{E}{n} \geqslant \frac{c(ni)_1}{t_1}.$$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De factoren van het rechterlid zijn alle bekend; kiezen we voor E een bepaalde waarde, dan ligt dus het aantal windingen vast. Aangezien deze windingen de vensteropening moeten vullen, kunnen we uit n en A_e de draaddikte bepalen. Voor de in dit artikel beschreven remmagneet vinden we $n = 77$ bij een draaddikte van 0,9 mm. Hierbij is $E = 50$ V en $i_1 = 3{,}5$ A. De waarde van E/n is bij deze magneet veel groter dan gebruikelijk is voor dergelijke magneten.

Om de stroom door de spoel te begrenzen tot de waarde i_1 is in de bekrachtigingsketen van de spoel een transistor voor groot vermogen opgenomen (*fig. 19*).

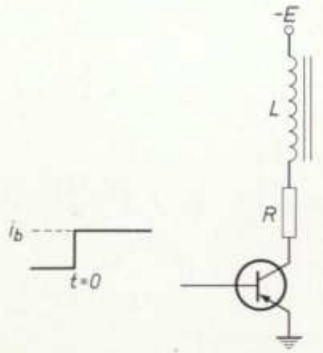

Fig. 19. Het gebruik van een transistor als schakelelement in de bekrachtigingsketen van de remmagneet ter voorkoming van doorbranden van de magneetspoel. Aangegeven is het sprongvormig verloop van de basisstroom i_b bij het remmen.

Als er geen basisstroom door de transistor loopt, is ook de collectorstroom nul en is de magneet niet bekrachtigd. Het inschakelen gebeurt nu door op de basis een bron van constante stroom aan te sluiten, met een stroom i_b die zo is gekozen dat de collectorstroom i_c juist de waarde i_1 bereikt. Door het vlakke verloop van de i_c-V_c-karakteristiek van de transistor wordt deze waarde niet overschreden. Aangezien de vertragingstijd van de moderne transistors voor grote vermogens te verwaarlozen is ten opzichte van de schakeltijd t_1, heeft het tussenvoegen van de transistor geen invloed op de snelheid waarmee de waarde i_1 wordt bereikt. Het gebruik van de transistor stelt wel een grens aan de grootte van E; hiermee is dus de laatste onbekende factor voor het ontwerp van de magneet vastgelegd.

Een nadeel van de schakeling volgens fig. 19 is dat tijdens de rusttoestand van de ponsbandlezer — waarbij de remmagneet is bekrachtigd — steeds vrijwel de gehele spanning over de transistor staat, zodat deze voortdurend vermogen moet dissiperen. Om dit nadeel te vermijden, is in de ponsbandlezer een speciale schakeling gebruikt waarbij in de rusttoestand naar een lagere spanning wordt overgegaan. Deze schakeling zal hier niet verder worden besproken.

Bereikte resultaten

De hierboven beschreven ponsbandlezer, die aanvankelijk was ontworpen voor het lezen van 1200 tekens/s, is naderhand als prototype uitgevoerd en blijkt thans een snelheid van 2500 tekens/s te kunnen halen. De remweg is dan 1,3 mm; hierbij is stoppen op een teken nog juist mogelijk, de grens van de betrouwbaarheid is dan bereikt. Inmiddels is de ontwikkeling ook bij andere fabrikanten verder gegaan. Er blijken thans lezers op de markt te zijn die 1800 tekens/s kunnen lezen, maar die pas op het *volgende* teken kunnen stoppen; daardoor is hierbij toch een elektronisch buffergeheugen voor één teken noodzakelijk. Voorts is er ook een lezer met een snelheid van 2000 tekens/s op de markt verschenen, maar hierbij is een nog uitgebreider elektronisch buffergeheugen vereist.

Het genoemde prototype, dat geheel zonder buffergeheugen werkt, is sinds augustus 1964 met een snelheid van 2000 tekens/s in gebruik (zie titelfoto). Een tweede ponsbandlezer van dezelfde uitvoering wordt sinds oktober 1965 gebruikt. De mogelijkheid tot stoppen op een teken is hierbij zeer nuttig, daar bij de te behandelen problemen de verwerkingstijd voor de verschillende tekens zeer sterk kan variëren.

Samenvatting. Met de in dit artikel beschreven ponsbandlezer, waarvan twee exemplaren al geruime tijd in gebruik zijn, kunnen leessnelheden tot 2500 tekens/s worden bereikt zonder dat een buffergeheugen nodig is. Dit is bereikt doordat de ponsband uiterst snel kan worden gestopt, nl. „op" een teken: als het stopsignaal wordt gegeven zodra een teken verschijnt, is dit zelfde teken na het stoppen nog zichtbaar. Bij een snelheid van 1200 tekens/s is de remweg niet groter dan 0,5 mm. Er wordt gebruik gemaakt van dubbele uitlezing der tekens met een optisch systeem. Het drijven van de ponsband geschiedt door de band op een permanent roterende drijfrol te drukken met een aandrukrol die door een elektromagneet wordt bediend. Het remmen gebeurt door het bekrachtigen van een zeer snelle elektromagneet, waarvan het anker permanent over de ponsband sleept, zodat de door het anker af te leggen weg extreem klein is. Bij het remmen ontstaat in de ponsband een schokfront, dat zich met de geluidssnelheid in de bewegende band voortplant. De op grond hiervan berekende remweg blijkt goed met de metingen overeen te stemmen. De voor het snelle remmen noodzakelijke optimale dimensionering van de remmagneet wordt behandeld. Deze remmagneet wordt bekrachtigd met een speciale transistorschakeling waarbij tijdelijk een zo hoge spanning op de magneet komt te staan dat de vereiste stroom in veel kortere tijd wordt bereikt dan overeenkomt met de tijdconstante van de magneet.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het skineffect

H. B. G. Casimir en J. Ubbink

I. Inleiding; de stroomverdringing in diverse situaties
II. Het skineffect bij hoge frequenties
III. Het skineffect in supergeleiders

„It was discovered by mathematical reasoning that when an electric current is started in a wire, it begins entirely upon its skin, in fact upon the outside of its skin; and that, in consequence, sufficiently rapidly impressed fluctuations of the current keep to the skin of the wire, and do not sensibly penetrate its interior.

Now very few (if any) unmathematical electricians can understand this fact; many of them neither understand it nor believe it. Even many who do believe it do so, I believe, simply because they are told so, and not because they can in the least feel positive about its truth of their own knowledge. As an eminent practician remarked, after prolonged scepticism, „When Sir W. Thompson says so, who can doubt it?"

Aldus Heaviside in een pleidooi voor het gebruik van wiskundige methodes in 1891. Nu, 75 jaar later, is het skineffect onder elektrotechnici dusdanig gemeengoed dat men het soms ook zonder „mathematical reasoning" denkt te begrijpen.

De door Rayleigh in 1886 opgestelde, en thans vaak voetstoots gebruikte formule voor dit effect heeft echter zijn grenzen; zo leidt toepassing ervan op zuivere metalen bij hoge frequenties tot verkeerde resultaten, zoals H. London in 1940 heeft opgemerkt. Een ander merkwaardig geval vormen de supergeleiders, waar de formule een oneindig dunne skinlaag voorspelt. Dit zijn enkele van de problemen die, zoveel mogelijk in onderlinge samenhang, in de drie gedeelten van het onderhavige artikel ter sprake zullen komen. Hieronder volgt het eerste gedeelte.

I. Inleiding; de stroomverdringing in diverse situaties

Stuurt men een gelijkstroom door een geleidende draad, dan verdeelt hij zich gelijkmatig over de doorsnee. Bij wisselstroom is dit anders: daar is de verdeling niet homogeen, en wanneer aan bepaalde — in dit artikel nader te behandelen — voorwaarden wat betreft frequentie, geleidingsvermogen en afmetingen is voldaan, loopt de stroom zelfs hoofdzakelijk in een dunne laag aan het oppervlak van de geleider (skin). Dit verschijnsel noemt men het skineffect [1]. Hierbij wordt dus de elektrische stroom naar buiten gedrongen. Dit effect is typisch elektrodynamisch, d.w.z. een gevolg van de wijze waarop in de tijd variabele elektrische en magnetische velden en elektrische stromen onderling samenhangen. Dit in tegenstelling tot b.v. de werking van een Faraday-kooi, waar een statisch elektrisch veld buitengesloten wordt, louter en alleen ten gevolge van het feit dat de ladingen in de wand van de kooi vrij beweeglijk zijn.

De neiging van de stroom om aan het oppervlak te gaan lopen hangt nauw samen met het stabiele karakter van de elektromagnetische verschijnselen. Dit zien we als volgt. Stel eens, in het inwendige van het metaal is een stroomdraadje **I** aanwezig dat in sterkte toeneemt (*fig. 1*). Dit gaat gepaard met de rotatie van een magneetveld **H** dat eveneens toeneemt. Een veranderend magneetveld induceert de rotatie van een

Prof. dr. H. B. G. Casimir, lid van de Raad van Bestuur van de N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken en algemeen leider van de research van het Philipsconcern; dr. J. Ubbink, medewerker van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

[1] Hoewel dit woord direct aan het Engels ontleend is, geven wij er de voorkeur aan boven een vertaling als b.v. huideffect, dat o.i. te sterke fysiologische associaties oproept.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

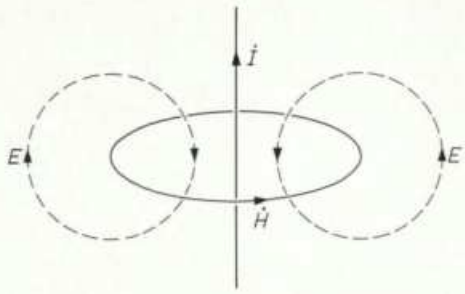

Fig. 1. Met een stroomdraadje I gaat een magneetveld H gepaard. Als I en H toenemen, ontstaat er een elektrisch veld E. In een metaal remt E de groei van I af en wekt een stroom in de omgeving op.

elektrisch veld **E**, dat in het metaal weer een stroom veroorzaakt. **E** is, in overeenstemming met de wet van Lenz, zodanig gericht dat de groei van **I** in het centrum wordt tegengewerkt, waardoor de situatie stabiel is. Uit de figuur ziet men nu dat er tegelijkertijd een neiging bestaat om een parallelstroom op te wekken in de omgeving. De stroom wordt dus per saldo naar buiten gedreven. Bovendien zien we dat dit effect des te groter zal zijn naarmate de frequentie hoger is (**E** groot doordat **H** snel verandert) en het geleidingsvermogen groter is (**E** veroorzaakt grote stroom).

Deze „stroomverdringing" zullen we in dit eerste deel wat meer in detail beschouwen voor enkele speciale situaties.

Voor het transport van wisselstroomenergie via draad of kabel heeft het skineffect een nadelig aspect: wil men de weerstand verkleinen, dan is het dikker maken van de kabel veel minder effectief dan bij gelijkstroom. In verband hiermee kan men b.v. tot holle kabels overgaan (in de sterkstroomtechniek) of tot gevlochten draad (in de radiotechniek). Bij microgolven maakt men juist een nuttig gebruik van het skineffect: dank zij dit effect is het mogelijk elektromagnetische energie zonder stralingsverliezen te transporteren of op te slaan door deze energie op te sluiten in golfpijpen of trilholtes.

Bij hoge frequenties kan men de skinlaag zien als een laag met een afschermende werking voor elektromagnetische straling die van buiten af op het metaal valt. Door de geleidende eigenschappen van het metaal dringt de straling niet verder door dan de laagdikte. Deze afschermende werking is in essentie ook al enigszins aanwezig in een enkel (al of niet gebonden) elektron. Opvallende straling wordt door dit elektron verstrooid, zodat het recht doorgaande vermogen kleiner is dan het opvallende.

Bij toenemende ω (de cirkelfrequentie) en/of σ (het geleidingsvermogen) wordt de indringdiepte δ steeds kleiner. In de eenvoudige elektronentheorie is σ evenredig met de vrije weglengte l van de geleidingselektronen. Bij toenemende σ en/of ω zou dus op een gegeven ogenblik δ kleiner dan l worden. Dan wordt de stroomdichtheid in een bepaald punt niet meer bepaald door de lokale veldsterkte en het statisch geleidingsvermogen, en de eenvoudige theorie van het skineffect is niet meer toepasbaar: men spreekt dan van het „anomale skineffect".

Als de frequentie toeneemt, zullen nog andere effecten een rol gaan spelen, te weten de relaxatie-effecten, waarbij het elektron tussen twee botsingen en binnen de tijd die het in de skinlaag doorbrengt vele periodes van het wisselveld meemaakt. Het veld ziet dan in grote trekken een laag van vrije elektronen.

Bij nog hogere frequenties zal uiteindelijk de zg. plasmafrequentie van het metaal bereikt worden, waarna het metaal doorzichtig wordt voor de straling. Deze complicaties van het skineffect bij hoge frequenties zijn het onderwerp van deel II.

Een zeer speciale categorie van geleiders vormen de metalen in supergeleidende toestand. Deze komen in deel III ter sprake. Bedienen we ons van het tweevloeistoffenmodel, waarin de elektronen verdeeld worden in normale en supergeleidende, dan kunnen we zeggen dat de supergeleidende elektronen wèl afschermen (reeds bij $\omega = 0$) maar geen energie dissiperen. Zij zorgen dus voor een skineffect: velden dringen niet dieper door dan de zg. London-indringdiepte; deze is onafhankelijk van de frequentie en de stroom in deze laag geeft geen aanleiding tot energieverlies. Toch kan elektromagnetische energie binnen deze laag geabsorbeerd worden, en wel door de normale elektronen. De hoogfrequentverliezen zijn daarom wel klein maar niet nul. Er is echter een grensfrequentie waarboven ook de supergeleidende elektronen energie gaan absorberen. Zij worden dan door de straling via een quantumproces uit de supergeleidende naar de normale toestand gestoten. Voor frequenties boven deze grensfrequentie (waarvan de grootteorde in het microgolvengebied ligt) onderscheidt een supergeleider zich niet aanmerkelijk van een gewoon metaal.

Aangezien het skineffect geheel berust op de dynamische eigenschappen van elektromagnetische velden en stromen als gegeven door de Maxwell-vergelijkingen, laten we deze hier volgen:

$$\text{rot } \mathbf{H} = \partial \mathbf{D}/\partial t + \mathbf{J}, \quad \ldots \ldots \quad (1)$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B}/\partial t, \quad \ldots \ldots \quad (2)$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0, \quad \ldots \ldots \quad (3)$$

$$\text{div } \mathbf{D} = \varrho. \quad \ldots \ldots \quad (4)$$

Hierbij zij nog opgemerkt:

a) In het volgende zullen we in het algemeen de mate-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

rie beschouwen als een grondrooster met een gegeven relatieve diëlektrische constante ε_r en permeabiliteit μ_r (zodat in de materie $\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E}$, $\mathbf{B} = \mu\mathbf{H}$, met $\varepsilon = \varepsilon_r\varepsilon_0$, $\mu = \mu_r\mu_0$), waarin de vrije elektronen de stroom dragen. Voor niet-ferromagnetische materialen zijn ε_r en μ_r in het algemeen van de grootteorde 1. In het laatste hoofdstuk van deel I komen enkele bijzonderheden ter sprake die optreden als μ_r veel groter dan 1 wordt (ferromagnetisme).

b) In een zeer groot frequentiegebied kan in het metaal de term $\partial\mathbf{D}/\partial t$ (de „verschuivingsstroom") verwaarloosd worden ten opzichte van de stroomdichtheid $\mathbf{J}$. Daar waar $\mathbf{J}$ voorgesteld kan worden als $\sigma\mathbf{E}$, komt dit neer op het verwaarlozen van ω ten opzichte van σ/ε. Zo is voor koper bij kamertemperatuur $\sigma \approx 10^8\ (\Omega\text{m})^{-1}$ en $\sigma/\varepsilon \approx 10^{19}\ \text{s}^{-1}$, hetgeen zeer veel groter is dan de frequenties waarmee wij in dit artikel te maken hebben. Pas in het zg. relaxatiegebied, waar $\mathbf{J}$ kleiner wordt dan $\sigma\mathbf{E}$, is het mogelijk dat $\partial\mathbf{D}/\partial t$ vergelijkbaar wordt met $\mathbf{J}$; en ook dan begint $\partial\mathbf{D}/\partial t$ pas een rol te spelen voor frequenties vergelijkbaar met de plasmafrequentie.

Parallelle draden

Het geval van een aantal evenwijdige in een vlak gelegen en parallel geschakelde draden kan als eenvoudige illustratie dienen van de essentie van het skineffect. Door inductie werken de stromen in de draden zo op elkaar in dat de stroom in de binnenste draden kleiner is dan die in de buitenste.

Beschouw eens drie evenwijdige draden *1*, *2* en *3* op onderling gelijke afstanden, die aan de uiteinden onderling verbonden zijn en aangesloten op een wisselstroombron met een cirkelfrequentie ω (*fig. 2*).

Is de frequentie zo laag dat inductieverschijnselen verwaarloosd kunnen worden, dan zijn de stromen I_1, I_2 en I_3 door *1*, *2* en *3* in faze en amplitude aan elkaar gelijk. Bij wat hogere frequenties verandert dit. Beschouw de kring (*1*, *2*) gevormd door de draden *1* en *2*. Hierdoor loopt een flux Φ_3, opgewekt door I_3. Een toeneming van I_3 induceert een e.m.k. in (*1*, *2*) die I_2 tegenwerkt (immers I_2 en I_3 liggen aan dezelfde kant van (*1*, *2*) en de fluxverandering is zo dat de toeneming van I_3 wordt tegengewerkt). Een toeneming van I_3 heeft dus de neiging I_2 tegen te werken en I_1 te versterken; een afneming van I_3 heeft de neiging I_2 te versterken; dit resulteert daarin dat I_2 wat in faze achterloopt bij I_1 en I_3. Is er eenmaal een verschil tussen I_1 en I_2, dan vertegenwoordigt $I_1 - I_2$ een rondgaande stroom in (*1*, *2*), die een flux opwekt die in grote mate mede bepalend wordt voor het verschil tussen I_1 en I_2. Het nettoresultaat is dat I_2 in faze achterloopt bij, maar in amplitude vrijwel gelijk is aan I_1 en I_3.

Bij zeer hoge frequenties is de situatie gemakkelijker te overzien, en wel op grond van de overweging dat de nettoflux door een kring vrijwel nul moet zijn, omdat elke nettoflux bijna oneindig grote e.m.k.'s zou produceren. Stel, de fluxen door (*1*, *2*) ten gevolge van I_1, I_2, en I_3 zijn Φ_1, Φ_2 en Φ_3 (fig. 2*b*). Op grond van de geometrie en van $I_1 = I_3$ (wegens de symmetrie) zijn Φ_1 en Φ_3 in tegenfaze. Opdat de nettoflux nul zij, moet Φ_2 ook in faze of tegenfaze zijn. Omdat *1* en *2* symmetrisch ten opzichte van het vak (*1*, *2*) liggen en *3* verderweg ligt, is $\Phi_1 = AI_1$, $\Phi_2 = AI_2$ en $\Phi_3 = aI_3$ met $a < A$. Uit $\Phi_1 = \Phi_2 + \Phi_3$ en $I_3 = I_1$ volgt dan $AI_1 = AI_2 + aI_1$, dus $I_2 = I_1(A - a)/A$. I_2 is dus kleiner in amplitude dan I_1, en er zijn geen fazeverschillen.

Voor een kwantitatieve berekening onderstellen we de draden dun en lang vergeleken met hun afstand: $r_w \ll a \ll L$ (r_w straal van de draaddoorsnede, a afstand en L lengte van de draden). Uit (1) volgt voor het veld op afstand x van een draad met stroom I:

$$2\pi xH = I, \quad \text{dus} \quad H = I/2\pi x,$$

en de flux ten gevolge van deze stroom door het oppervlak begrensd door $x = p$ en $x = q$ is:

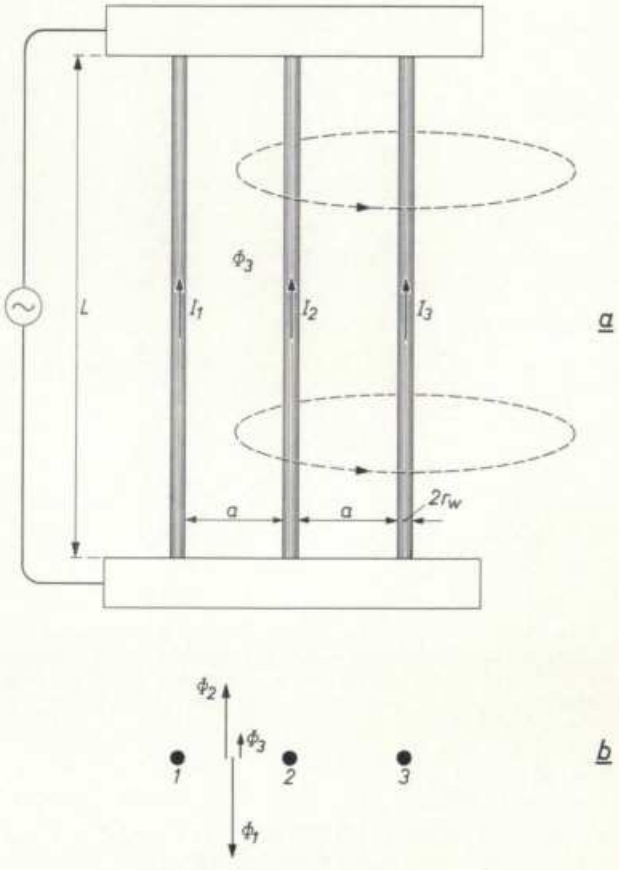

Fig. 2. *a*) Drie evenwijdige en parallel geschakelde draden, lengte L, diameter $2r_w$, op onderlinge afstand a. Φ_3 flux tussen de eerste twee draden ten gevolge van de stroom in de derde draad. *b*) Kwalitatieve aanduiding van de fluxen door de kring (*1*, *2*) bij zeer hoge frequenties.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

$$\int_p^q B\mathrm{d}\sigma = \int_p^q \frac{\mu_0 I L}{2\pi x}\,\mathrm{d}x = \frac{\mu_0 I L}{2\pi}\ln x\Big|_p^q.$$

De totale flux tussen *1* en *2* is dus:

$$\frac{\mu_0 L}{2\pi}\left(I_1 \ln\frac{a}{r_w} - I_2 \ln\frac{a}{r_w} - I_3 \ln\frac{2a}{a}\right) = \frac{\mu_0 L}{2\pi}\left[(I_1 - I_2)\ln\frac{a}{r_w} - I_3 \ln 2\right].$$

Stel, de velden en stromen variëren met de tijd als $\exp(j\omega t)$. Dan volgt uit (2) met $B = \mu_0 H$, $E_1 = R_l I_1$, $E_2 = R_l I_2$ (R_l = weerstand per lengte-eenheid van de draden):

$$R_l(I_1 - I_2)L = -\frac{j\omega\mu_0 L}{2\pi}\left[(I_1 - I_2)\ln\frac{a}{r_w} - I_3 \ln 2\right],$$

ofwel, als we nog rekening houden met $I_3 = I_1$:

$$\frac{I_2}{I_1} = 1 - \frac{\ln 2}{\alpha}, \qquad (5)$$

met

$$\alpha = \ln\frac{a}{r_w} - j\frac{2\pi R_l}{\mu_0\omega}. \qquad (6)$$

In de parameter α komt de invloed van alle geometrische en elektrische factoren tot uiting.

Loopt de frequentie continu van 0 naar oneindig, dan loopt α evenwijdig aan de imaginaire as, en I_2/I_1 doorloopt een half cirkeltje in het complexe vlak als geschetst in *fig. 3*. Hoewel onder de gestelde voorwaarde

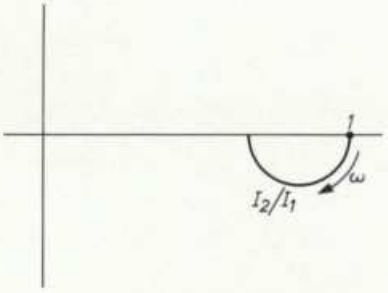

Fig. 3. De stroomverhouding I_2/I_1 doorloopt een half cirkeltje in het complexe vlak als de frequentie loopt van 0 tot hoge waarden.

$a \gg r_w$ het effect nooit bijzonder groot kan worden, toont het toch enkele essentiële trekjes van het skineffect, die men uit (5) en (6) en fig. 3 afleest: de „binnenstroom" is kleiner dan en loopt achter bij de „buitenstroom"; bij lage frequenties zijn er alleen fazeverschillen, die des te groter zijn naarmate de frequentie hoger en de weerstand lager is; bij hoge frequenties is de stroomverdeling over de draden, dus de veldverdeling buiten de draden, onafhankelijk van de frequentie. Bij het gaan naar hogere frequenties moeten we er overigens rekening mee houden dat R_l een effectieve weerstand per lengte-eenheid is, die bij hoge frequenties, juist ten gevolge van het „echte" skineffect binnen elke draad, niet meer overeenstemt met de weerstand bij frequentie 0.

Voor vier draden is de stroomverdeling onder de gestelde condities ook nog gemakkelijk uit te rekenen; bij een toenemend aantal draden wordt het resultaat hand over hand ingewikkelder: voor n draden moet men $n-1$ vergelijkingen met $n-1$ onbekenden oplossen.

In *fig. 4* is de stroom in de draden uitgezet voor drie, vier en vijf draden met $a = 3$. Dit komt overeen met zulke hoge frequenties dat de imaginaire term in α geen rol speelt (er treden dus ook geen fazeverschillen tussen de stromen op); de waarde 3 voor de eerste term correspondeert met een verhouding $a/r_w \approx 20$. De draden zijn in alle gevallen over dezelfde breedte verdeeld, en de totale stroom is zo genormeerd dat de gemiddelde stroom per draad (een soort stroomdichtheid) = 1 is.

Hoewel het, zoals we hebben gezien, mogelijk is de stroomverdringing te berekenen voor enkele parallelle draden, is het allerminst aantrekkelijk, zo niet onmogelijk, een berekening in deze trant uit te voeren voor een steeds groter aantal draden om vervolgens door een limietovergang de verdringing in een massieve geleider te berekenen. Analytisch is het voor deze laatste veel eenvoudiger de geleider van meet af aan als een continuüm te beschouwen met continu verdeelde velden en stromen, zoals we in het vervolg dan ook zullen doen.

Draad met cirkelvormige doorsnede

De verdeling van een wisselstroom over de doorsnede van een cirkelcilindrische draad is het standaardvoorbeeld bij de behandeling van het skineffect. Gezien de rotatiesymmetrie van het probleem, zoeken we naar een rotatiesymmetrische oplossing waarbij het elektrische veld **E** en de stroomdichtheid **J** evenwijdig aan de as van de draad gericht zijn en het magneetveld **H** loodrecht op een vlak door de as van de draad staat (*fig. 5*). E, H en J zijn slechts functies van r, de afstand van de cilinderas, en van de tijd volgens $\exp(j\omega t)$. Uit (1) volgt, met de stelling van Stokes toegepast op een oppervlak met contour a, voor H in de draad:

$$2\pi r H = \int_0^r 2\pi r J\,\mathrm{d}r.$$

Differentiëren naar r levert:

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

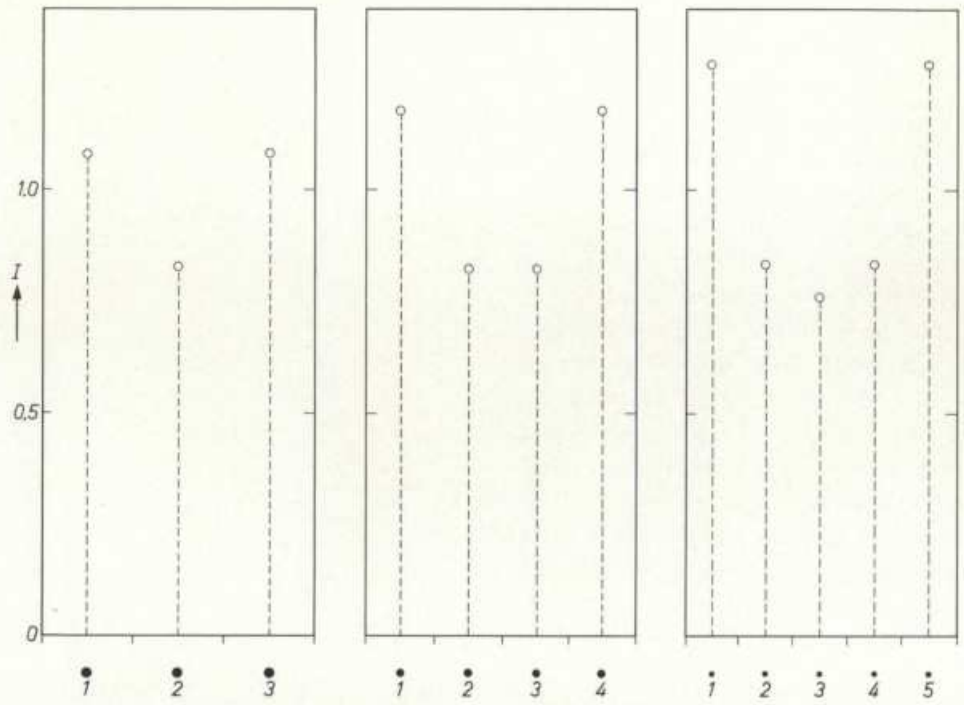

Fig. 4. De verdeling van een wisselstroom over drie, vier of vijf draden, met $\alpha = 3$. Onderaan: de draden in doorsnede, in de drie gevallen verdeeld over dezelfde breedte. Bij elke draad is de daarin lopende stroom verticaal uitgezet. De stroom is genormeerd op een „gemiddelde stroomdichtheid" 1 (de gemiddelde stroom per draad). $\alpha = 3$ correspondeert met hoge frequenties en met een verhouding draadafstand : draaddiameter ≈ 10.

$$H + r\frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}r} = Jr. \quad \ldots\ldots \quad (7)$$

Passen we verg. (2) en de stelling van Stokes toe op een oppervlak met een contour b, dan vinden we:

$$E_1 - E_2 = -\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}r}\,\mathrm{d}r = -\mathrm{j}\omega\mu H\mathrm{d}r.$$

Met $J = \sigma E$ volgt:

$$H = -\mathrm{j}\frac{1}{\omega\mu\sigma}\frac{\mathrm{d}J}{\mathrm{d}r}. \quad \ldots\ldots \quad (8)$$

Substitutie van (8) in (7) levert een differentiaalvergelijking voor J:

$$\frac{\mathrm{d}^2J}{\mathrm{d}r^2} + \frac{1}{r}\frac{\mathrm{d}J}{\mathrm{d}r} - \frac{2\mathrm{j}}{\delta_\mathrm{k}^2}J = 0, \quad \ldots \quad (9)$$

waarin

$$\delta_\mathrm{k}^2 = \frac{2}{\omega\mu\sigma}; \quad \ldots\ldots \quad (10)$$

δ_k is een grootheid met de dimensie van een lengte, de zg. (klassieke) *skindikte*. Vergelijking (9) is niet met elementaire middelen op te lossen. Hij kan echter door invoering van een dimensieloze complexe variabele

$$x = (1 - \mathrm{j})\frac{r}{\delta_\mathrm{k}} \quad \ldots\ldots \quad (11)$$

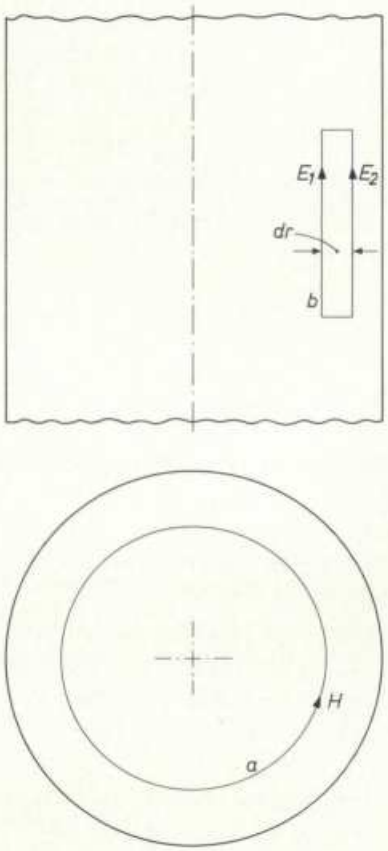

Fig. 5. Ter toelichting bij de berekening van de stroomverdeling in een cilindrische draad. Boven lengtedoorsnede, onder dwarsdoorsnede door draad.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

worden herleid tot:

$$x^2 \frac{d^2J}{dx^2} + x \frac{dJ}{dx} + x^2 J = 0, \quad \ldots \quad (12)$$

een differentiaalvergelijking van Bessel van de 0de orde. De enige oplossing die eindig blijft voor $x = 0$ is de Bessel-functie van de 1ste soort. Voor een variabele van de complexe vorm (11) zijn absolute waarde en argument van deze Bessel-functie getabelleerd, b.v. in de verzameling van Jahnke-Embde. In *fig. 6* is de amplitude van J (de modulus van de Bessel-functie) uitgezet als functie van r/δ_k voor $0 < r/\delta_k < 10$; de amplitude vermenigvuldigd met de cosinus van de faze (het argument van de Bessel-functie) is gestippeld uitgezet. Deze laatste curve geeft een beeld van de verdeling van de stroom op een bepaald tijdstip. Uit de figuur blijkt dat geen noemenswaardige amplitude- of fazevariaties optreden zolang $r/\delta_k < 1$ is; met andere woorden, voor draden dunner dan de skindikte speelt het skineffect geen rol.

Voor $r \gg \delta_k$ krijgen we een relatief sterke toeneming van de stroomdichtheid. Substitueren we in het linkerlid van (12) $J = \exp(Cx)$, dan blijkt dat voor toenemende x de middelste term relatief steeds kleiner wordt. We kunnen dus het limietgeval beschouwen waarin de middelste term verwaarloosd wordt, en in dat geval is de e-macht inderdaad een oplossing. Daar de stroom zich nu geheel aan de rand van de draad bevindt, voeren we de afstand z tot de rand in (R = straal van de draad):

$$z = R - r, \; R \gg \delta_k.$$

Met weglating van de middelste term vinden we als oplossing van (9) direct:

$$J = J_0 \exp[-(1 + j)z/\delta_k], \quad \ldots \quad (13)$$

met J_0 = stroomdichtheid aan de rand. Bedenkt men dat dit nog met $\exp(j\omega t)$ moet worden vermenigvuldigd, dan ziet men dat het verloop van de stroomdichtheid gegeven wordt door een naar binnen lopende gedempte golf. De demping is zeer sterk: in het eerste punt waar de faze tegengesteld is aan die aan het oppervlak, $z/\delta_k = \pi$, is de amplitude $\exp(-\pi) = 0{,}05$ maal die aan het oppervlak.

Om een idee van de grootte van het skineffect te geven, kunnen de volgende vuistregels (die men gemakkelijk met (10) controleert) dienen. Voor koper bij kamertemperatuur ($\sigma = 0{,}6 \times 10^8\ \Omega^{-1}m^{-1}$) is de indringdiepte:

a) $\delta_k = 1$ cm (precieser 0,9 cm) bij 50 hertz.

b) $\delta_k = 1$ micron bij een golflengte van 7 cm (microgolven).

De skindikte is in het gebied van de microgolven dus zeer klein. Het toetsen van formule (10) in het microgolvengebied stelt dan ook zeer hoge eisen aan de behandeling van het oppervlak. Men kan (10) b.v. toetsen door de kwaliteitsfactor Q van een trilholte te meten. $1/Q$ is een directe maat voor de relatieve vermogensdissipatie in de wand, en de dissipatie wordt geheel door de skindikte bepaald. De gemeten kwaliteitsfactor van een trilholte is in het algemeen aanzienlijk lager dan men voorspelt met (10), doordat b.v. de groeven die bij het vervaardigen van de trilholte op de draaibank ontstaan dieper zijn dan de skindikte, zodat het oppervlak effectief veel groter wordt. Polijsten van een dergelijk oppervlak brengt hierin geen verbetering. Het is echter mogelijk de theoretische waarde voor Q zeer dicht te benaderen door bij de vervaardiging van het oppervlak van meet af aan de grootste zorg in acht te nemen. Zo mat Gevers [2] 98 % van de theoretische Q aan een trilholte die gedraaid was met een spoed die veel kleiner was dan de kromtestraal van de beitelpunt: deze kromtestraal was ca. 100 μm, de spoed ca. 1 μm.

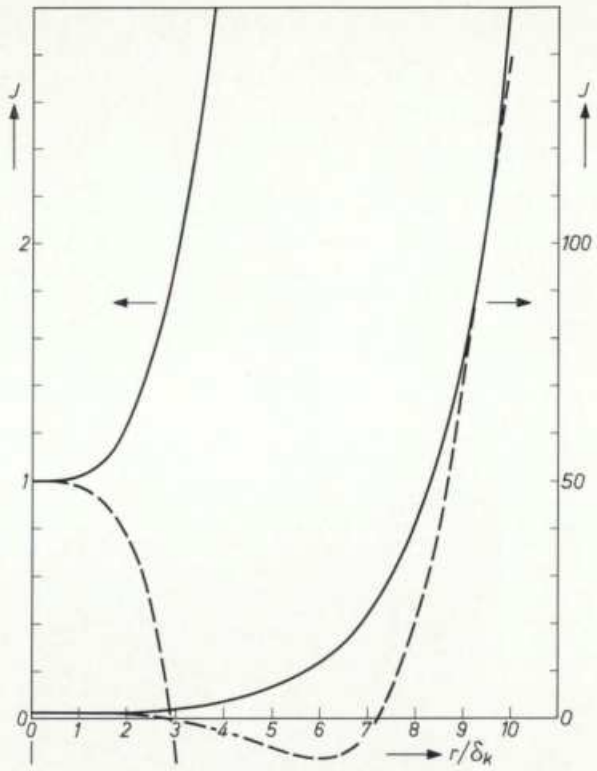

Fig. 6. De stroomverdeling in een cilindrische draad. Verticaal is uitgezet de amplitude van de stroomdichtheid, horizontaal r/δ_k. De gestreepte lijn geeft de stroomverdeling op een bepaald tijdstip. Beide krommen zijn voor kleine r/δ_k ook op een 50× vergrote verticale schaal weergegeven.

Een algemene beschouwing

Beschouwt men een geleider van willekeurige vorm waardoor een wisselstroom vloeit, dan moet men, om de verdeling van de stroom in de geleider te berekenen, van de Maxwell-vergelijkingen oplossingen zoeken in

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de geleider en in de ruimte om de geleider die op het grensvlak aan elkaar passen.

We beperken ons weer tot één frequentie, die zo laag is dat de verschuivingsstroom verwaarloosd mag worden, en stellen de stromen en velden weer evenredig met $\exp(j\omega t)$. Neemt men nu van verg. (1) de rotatie, en substitueert men daarin buiten de geleider $\mathbf{J} = 0$, en in de geleider $\mathbf{J} = \sigma\mathbf{E}$ en rot $\mathbf{E} = -j\omega\mu\mathbf{H}$ (volgens verg. 2), dan vindt men (met rot rot = grad div $-\Delta$ en div $\mathbf{H} = 0$):

$$\text{buiten de geleider: } \Delta\mathbf{H} = 0, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (14)$$

$$\text{binnen de geleider: } \Delta\mathbf{H} = j\omega\mu\sigma\mathbf{H}. \quad \ldots\ldots \quad (15)$$

Het zoeken van oplossingen van deze vergelijkingen die op een willekeurig grensvlak aan elkaar passen is een onbegonnen taak. Het geval van de cirkelcilindrische draad was zo eenvoudig, omdat het probleem binnen en het probleem buiten eigenlijk onafhankelijk van elkaar kunnen worden opgelost, voor zover men zich tot rotatiesymmetrische oplossingen beperkt. De aanpassing is daar geen probleem: faze en amplitude zijn voor beide oplossingen op het grensvlak constanten, die men voor de beide oplossingen gelijk moet kiezen. De oplossing buiten wordt niet beïnvloed door de radiale stroomverdeling in de draad.

Beschouwt men nu het grensgeval dat *de skinlaag dun is* vergeleken met de afmetingen van de geleider en de kromtestralen van het oppervlak, dan kan men, ook als de geleider niet rotatiesymmetrisch is, het probleem vereenvoudigen.

Het probleem valt dan in tweeën uiteen:

a) Hoe is de veld- en stroomverdeling loodrecht op het oppervlak?

b) Hoe is de verdeling langs het oppervlak?

L zij een lengte die veel groter is dan de skindikte, maar aanmerkelijk kleiner dan de kleinste kromtestraal van het oppervlak. Dan is L ook veel kleiner dan de geleider zelf of de apparatuur die het magneetveld opwekt, bijvoorbeeld een spoel. De variatie over een afstand L van het magneetveld buiten de geleider, en met name de component loodrecht op het oppervlak, is dan zeer gering. Beschouw nu een platte doos aan het oppervlak (lengte en breedte $\approx L$, dikte $\approx \delta_k$) die de skinlaag geheel bevat (zie *fig. 7*). De component loodrecht op het oppervlak, H_n, varieert over het bovenvlak van de doos niet veel. Wegens verg. (3) en de stelling van Gauss gaat er door de wand van de doos evenveel flux in als uit, en aangezien er door het binnenvlak geen flux gaat, is $H_n L^2$ hoogstens van de orde van $H_t \delta_k L$ (zelfs kleiner, aangezien de flux door de ene zijwand die door de andere vrijwel compenseert). H_n is dus hoogstens ongeveer $(\delta_k/L)H_t$. In het grensgeval $\delta_k \ll L$ kunnen we de component loodrecht op het oppervlak dus verwaarlozen ten opzichte van de tangentiële componenten: het veld is aan het oppervlak tangentieel gericht.

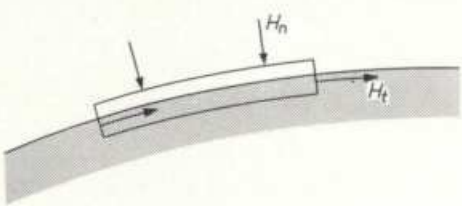

Fig. 7. De magneetvelden aan het oppervlak van een platte doos die de skinlaag geheel omvat.

Probleem (a) is nu zeer eenvoudig geworden. Kies in een gebiedje aan het oppervlak een lokaal assenstelsel met de z-as loodrecht op het oppervlak. Omdat de velden langs het oppervlak weinig variëren, is $\Delta\mathbf{H} \approx \partial^2\mathbf{H}/\partial z^2$, zodat in het metaal geldt:

$$\frac{\partial^2\mathbf{H}}{\partial z^2} = j\omega\mu\sigma\mathbf{H},$$

waaruit, met de randvoorwaarde dat het veld 0 is in het inwendige, volgt:

$$H = H_0 \exp\left[-(1 + j)z/\delta_k\right],$$

in overeenstemming met de verdeling die we reeds in (13) vonden.

Probleem (b) kan geformuleerd worden als een potentiaalprobleem met een eenvoudige randvoorwaarde. Immers, in de ruimte buiten de geleider geldt rot $\mathbf{H} = 0$. Hieruit volgt dat $\mathbf{H}$ daar steeds kan worden afgeleid uit een *magnetische potentiaal* φ, met $\mathbf{H} = \text{grad}\ \varphi$; uit div $\mathbf{H} = 0$ volgt onmiddellijk: $\Delta\varphi = 0$. De randvoorwaarde voor deze potentiaal is $H_n = \partial\varphi/\partial z = 0$ (waarin z weer de coördinaat loodrecht op het oppervlak is); met andere woorden, de equipotentiaalvlakken moeten loodrecht op het oppervlak van de geleider eindigen. Men moet er hierbij op voorbereid zijn dat de potentiaal niet een eenwaardige functie van de ruimte hoeft te zijn: beschrijft men een kring om een stroomvoerende draad, dan neemt de potentiaal met een zeker bedrag toe.

Beperkt men zich nu tot een cilindrische — maar niet noodzakelijk rotatiesymmetrische — geleider, dan kan vraag (b) ook op een andere wijze tot een potentiaalprobleem worden herleid. Dan geldt namelijk dat *de stroomverdeling langs het oppervlak dezelfde is als de verdeling van de lading over het oppervlak van een* — geïsoleerde, geladen — *geleider van dezelfde vorm.* Met andere woorden: als randvoorwaarde geldt dat de potentiaal constant is op het oppervlak van de geleider.

[2] M. Gevers, Meting van de diëlektrische constante en de verlieshoek van vaste stoffen bij 3000 MHz, Philips techn. T. **13**, 13-22, 1951.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Dat dit zo is, zien we als volgt. Beschrijven we het magneetveld met een vectorpotentiaal **A**, zodanig dat

$$\text{rot } \mathbf{A} = \mathbf{H}, \quad \ldots \ldots \quad (16)$$

en die voldoet aan de „ijking"

$$\text{div } \mathbf{A} = 0, \quad \ldots \ldots \quad (17)$$

dan volgt uit (1) onmiddellijk (met $\partial \mathbf{D}/\partial t = 0$, $\mathbf{J} = 0$ en rot rot = grad div $-\Delta$):

$$\Delta \mathbf{A} = 0.$$

De oplossing die ons interesseert is die waarbij de stroom evenwijdig is met de lengterichting van de gegeleider (de x-richting), het magneetveld loodrecht daarop staat en alle grootheden onafhankelijk van x zijn (het probleem is twee-dimensioneel geworden). We kunnen nu volstaan met een vectorpotentiaal **A** in de lengterichting: $A_x = A$, $A_y = A_z = 0$. Verg. (16) is dan equivalent met $H_y = \partial A/\partial z$, $H_z = -\partial A/\partial y$.

Kies nu in een punt van het oppervlak een lokaal assenstelsel, waarbij de z-as loodrecht op het oppervlak staat. In ons grensgeval $\delta_k \ll L$ heeft het magneetveld aan het oppervlak, zoals we zagen, geen loodrechte component: $H_z = 0$, zodat $\partial A/\partial y = 0$. Het oppervlak is dus een vlak van constante A. Het tweedimensionele probleem is daarmee herleid tot het vinden van een scalaire grootheid $A(y, z)$ die buiten de geleider voldoet aan $\Delta A = 0$ en constant is op het oppervlak.

Platte band

We zullen het bovenstaande toepassen om de stroomverdeling te berekenen over de breedte van een platte band als de skinlaag zeer dun is. Beschouwt men een platte band (breedte B, dikte D) waardoor in de lengterichting een wisselstroom loopt, dan kan men verschillende frequentiegebieden onderscheiden. Bij zeer lage frequenties (gelijkstroom) is de stroom homogeen verdeeld over de doorsnede. Vervolgens is er een frequentiegebied waarin de stroom over de dikte nog homogeen verdeeld is ($\delta_k \gg D$) maar over de breedte niet meer. De berekening van de verdeling over de breedte in deze situatie is niet eenvoudig; zij is uitgevoerd door Belevitch, Gueret en Liénard [3]. Bij zeer hoge frequenties loopt de stroom in een skinlaag die dun is vergeleken met de band ($\delta_k \ll D$). Ook in deze situatie is de verdeling over de breedte niet homogeen; deze verdeling zullen wij nu berekenen.

We stellen $\delta_k \ll D$, waardoor wij het voorgaande mogen toepassen, en $D \ll B$. Door deze laatste voorwaarde kunnen we de doorsnede van de band door een lijnstuk benaderen, en onze randvoorwaarde wordt „A is constant op een gegeven lijnstuk". Het tweedimensionele potentiaalprobleem lossen we op met behulp van een conforme afbeelding. Stel, X en Y zijn de coördinaten in het vlak. Beschouw de complexe variabele $Z = X + jY$, en een analytische functie w van Z:

$$w = u + jv = w(Z).$$

Door dit verband wordt het Z-vlak afgebeeld op het w-vlak. De relatie $\Delta A = 0$ blijft daarbij behouden. Immers, uit de Cauchy-relaties voor analytische functies

$$\frac{\partial u}{\partial X} = \frac{\partial v}{\partial Y}, \quad \frac{\partial v}{\partial X} = -\frac{\partial u}{\partial Y}$$

volgt:

$$\Delta_Z A = \left[\left(\frac{\partial u}{\partial X}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial Y}\right)^2\right] \Delta_w A,$$

waarin

$$\Delta_Z = \frac{\partial^2}{\partial X^2} + \frac{\partial^2}{\partial Y^2}, \quad \Delta_w = \frac{\partial^2}{\partial u^2} + \frac{\partial^2}{\partial v^2}$$

is, zodat de eis $\Delta_Z A = 0$ overgaat in de eis $\Delta_w A = 0$. Stel, het lijnstuk waarop A constant is, is $Y = 0$, $-1 \leqslant X \leqslant +1$. Door nu een afbeelding $w = w(Z)$ te kiezen die dit lijnstuk afbeeldt op een cirkel, reduceren we ons probleem tot een eenvoudig cirkelsymmetrisch probleem. Een afbeelding die dit doet is:

$$Z = \tfrac{1}{2}(w + 1/w).$$

De cirkel $|w| = 1$ ofwel $w = \exp(j\vartheta)$ gaat over in ons lijnstuk $X = \cos\vartheta$, $Y = 0$. Stellen we $w = r \exp(j\vartheta)$ buiten de cirkel, dan is $\Delta A = 0$ voor een cirkelsymmetrische A equivalent met

$$\frac{\partial^2 A}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial A}{\partial r} = 0.$$

De oplossing hiervan is $A = C \ln r$, waarin C een willekeurige constante is. De oppervlakstroomdichtheid $J_s = \int J \, dn$ (n is de coördinaat normaal op het oppervlak) is wegens verg. (1) en de stelling van Gauss gelijk aan het tangentiële magneetveld, dus:

$$J_s = \lim_{r \to 0} \frac{\partial A}{\partial Y}.$$

Voor punten dichtbij het oppervlak is $r \approx 1$, stel $r = 1 + \varepsilon$ (ε klein). Dan is

$$Y = \tfrac{1}{2}(r - 1/r)\sin\vartheta = \varepsilon \sin\vartheta$$

en

$$\frac{\partial A}{\partial Y} = C\frac{\partial \ln r}{\partial Y} = \frac{C}{r}\frac{\partial r}{\partial Y} = \frac{C}{r}\frac{\partial \varepsilon}{\partial Y} = \frac{C}{(1+\varepsilon)\sin\vartheta},$$

dus

$$J_s = \frac{C}{\sin\vartheta} = \frac{C}{\sqrt{1-X^2}}.$$

[3] V. Belevitch, P. Gueret en J. C. Liénard, Le skin-effet dans un ruban, Rev. HF **5**, 109-115, 1962.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De stroom door één kant van de band is:

$$I_0 = \int_{-1}^{+1} \frac{C\,dX}{\sqrt{1-X^2}} = C\pi$$

(de totale stroom is $2I_0$, beide kanten dragen stroom). Om een gemiddelde oppervlakstroomdichtheid 1 te krijgen, moeten we $C = 2/\pi$ kiezen (de band heeft een breedte 2). In *fig. 8* is J_s uitgezet met $C = 2/\pi$.

We maken er nog op attent dat, onder de gegeven voorwaarden $\delta_k \ll D \ll B$, de stroomverdeling over de breedte blijkbaar onafhankelijk is van de frequentie en van het geleidingsvermogen. Overigens is de hier aangegeven oplossing als asymptotische benadering ook geldig in een gebied van (lagere) frequenties waar — in tegenstelling met de door ons gestelde voorwaarde — de skindikte *groot* is vergeleken met de dikte, maar klein vergeleken met de wortel uit het produkt van breedte en dikte [3].

Misschien is de argeloze lezer geneigd te denken dat men het probleem van de platte band tot een ééndimensioneel probleem zou kunnen reduceren, door het grensgeval van een oneindig brede band te beschouwen (waarbij men alleen met de coördinaat loodrecht op het vlak van de band behoeft te rekenen). Dit nu is niet mogelijk, omdat de bijdragen tot het magneetveld van ver weg gelegen stroomstroken niet verwaarloosd kunnen worden. Het veld ten gevolge van een stroomstrook van de breedte dX op afstand X (langs de breedte gemeten) is evenredig met dX/X, en de integraal hiervan divergeert als men de grens naar oneindig laat gaan. Men kan de breedte dus niet oneindig groot nemen, zodat men de coördinaat langs de breedte niet op een dergelijke wijze kan elimineren.

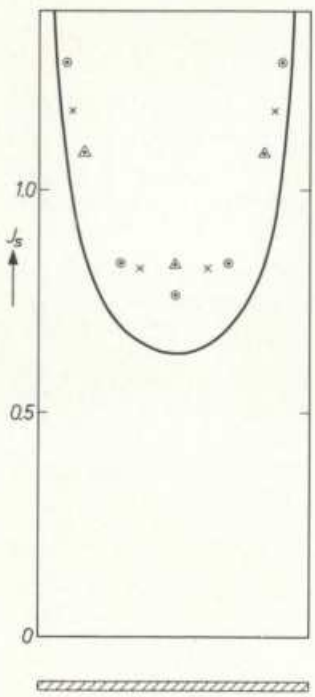

Fig. 8. De verdeling van de oppervlaktestroom over de breedte van een platte band als $\delta_k \ll D \ll B$ (de getrokken curve). De stroom is genormeerd op een oppervlakstroomdichtheid 1. De met driehoekjes, kruisjes en cirkeltjes aangegeven punten (overgenomen uit fig. 4) geven respectievelijk de verdeling van de stroom over drie, vier en vijf draden voor $a = 3$.

Dit is wèl mogelijk in het geval van twee oneindig brede, tegenover elkaar gelegen, banden die een tegengestelde stroom voeren. We gaan kort hierop in.

Een eendimensioneel probleem: twee tegenover elkaar gelegen oneindig brede banden

Stel, twee banden van dikte d op afstand $2a$ strekken zich zowel in de lengte als in de breedte oneindig ver uit (zie *fig. 9*). Dit systeem kan een stroompatroon voeren met de stroom in de lengte gericht (gelijk maar tegengesteld in de twee banden) en het magneetveld in de breedte, en waarbij stroom en veld alleen afhangen van de coördinaat (z) loodrecht op het vlak van de banden. Ook als δ_k niet veel kleiner dan d is, is dit eendimensionele probleem zeer eenvoudig.

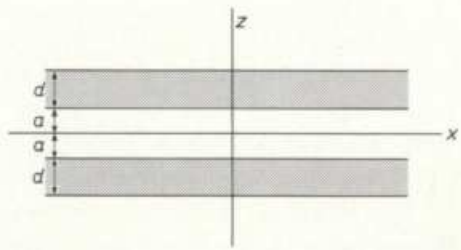

Fig. 9. Twee banden van dikte d op afstand $2a$ die zich in de lengte en in de breedte oneindig ver uitstrekken.

Verg. (1) gaat over in $J = dH/dz$. In de ruimten tussen en buiten de banden is $J = 0$, dus H constant. Omdat het veld voor $z \to \infty$ moet verdwijnen, is buiten de band $H = 0$; tussen de banden stellen we $H = H_0$. In elke band geldt:

$$\frac{d^2H}{dz^2} = j\omega\mu\sigma H.$$

Met de randvoorwaarden $H = 0$ voor $z = a + d$ en $H = H_0$ voor $z = a$ vindt men gemakkelijk voor het veld in de „bovenste" band ($z > 0$):

$$H = H_0 \frac{\sinh \alpha(a + d - z)}{\sinh \alpha d}, \quad \ldots \quad (18)$$

waarin $\alpha = (1 + j)/\delta_k$ is. Het veld in de onderste band (met $H = 0$ voor $z = -a - d$, en $H = H_0$ voor $z = -a$) volgt hieruit door z te vervangen door $-z$. Voor de stroomdichtheid in de bovenste band vindt men (met $J = dH/dz$):

$$J = -\alpha H_0 \frac{\cosh \alpha(a + d - z)}{\sinh \alpha d}, \quad \ldots \quad (19)$$

en de stroomdichtheid in de onderste band volgt hieruit door z te vervangen door $-z$ èn de hele uitdrukking

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

met —1 te vermenigvuldigen. De stroomsterkte in de bovenste band per eenheid in de breedte is

$$\int_a^{a+d} J\,dz = \int_a^{a+d} \frac{dH}{dz}\,dz = H\Big|_a^{a+d} = -H_0. \quad . \quad (20)$$

Van (19) kan men desgewenst, zonder dat er moeilijkheden ontstaan, de gelijkstroomlimiet $\delta_k \to \infty$, dus $\alpha \to 0$, nemen; dit geeft $J = -H_0/d$, in overeenstemming met (20). Het systeem kan opgevat worden als een gedeformeerde éénwindingspoel.

Ferromagnetische bol

Voor ferromagnetische metalen treedt het skineffect in een geheel ander frequentiegebied op dan in de niet-ferromagnetische metalen. Voor een metaal waarvoor b.v. $\mu_r = 5000$ en $\sigma = \frac{1}{5}\sigma_{koper}$, wordt de waarde $\mu\sigma$ 1000× groter dan voor koper, zodat een skindikte van slechts 1 mm reeds optreedt bij frequenties van de orde van 1 hertz.

In het voorgaande kon men zich steeds voorstellen dat de wisselstroom in de geleider wordt opgewekt door een op de geleider aangesloten stroombron. Het is echter evengoed mogelijk het skineffect te bestuderen in een geleidend lichaam dat zich in een elektromagnetisch wisselveld bevindt en waarin de stroom door inductie wordt opgewekt. We zullen nu het geval beschouwen van een ferromagnetische bol in een magnetisch wisselveld. Hierbij doet zich de bijzonderheid voor dat de neiging van het wisselveld en daarmee van de flux om door het skineffect naar buiten te worden gedrongen, tegengewerkt wordt door het ferromagnetisme van de bol, dat de neiging heeft de flux te concentreren. Zekere eigenaardigheden in het gedrag van ijzeren deeltjes in een hoogfrequent veld kunnen gezien worden als een strijd tussen deze tegengestelde neigingen [4].

Voor de eenvoud veronderstellen we dat het materiaal een permeabiliteit μ_r heeft die onafhankelijk van de frequentie is. In werkelijkheid is μ_r in het algemeen een functie van de frequentie. In de bekende complexe schrijfwijze: $\mu_r = \mu_r' + j\mu_r''$ gaat μ_r' voor grote waarden van ω naar 1 en μ_r'' vertoont als functie van de frequentie een of meer pieken, die verliezen vertegenwoordigen; deze effecten rekenen we niet mee.

Beschouw een bol van straal R in een oorspronkelijk homogeen magneetveld (*fig. 10*). Met de stellingen van Stokes en Gauss en de vergelijkingen (1) en (3) leidt men gemakkelijk de welbekende randvoorwaarden af die aan het oppervlak moeten gelden (indices n en t beduiden normale en tangentiële component, i en e beduiden binnen en buiten):

$$B_{ne} = B_{ni},$$

$$H_{te} = H_{ti} \text{ ofwel } B_{te} = B_{ti}/\mu_r,$$

zodat voor de knik in de B-krachtlijnen (die zich continu door het oppervlak voortzetten) geldt:

$$\operatorname{tg}\psi = \mu_r \operatorname{tg}\varphi,$$

waarin $\operatorname{tg}\varphi = B_{ni}/B_{ti}$ en $\operatorname{tg}\psi = B_{ne}/B_{te}$.

In een statisch magneetveld heeft $\operatorname{tg}\varphi$ een waarde van de orde van 1 (het veld binnen de bol is homogeen), zodat voor een ferromagnetisch materiaal $\operatorname{tg}\psi \gg 1$: de krachtlijnen buiten de bol eindigen loodrecht op de bol. (Voor een diamagnetisch materiaal strijken zij er juist langs.)

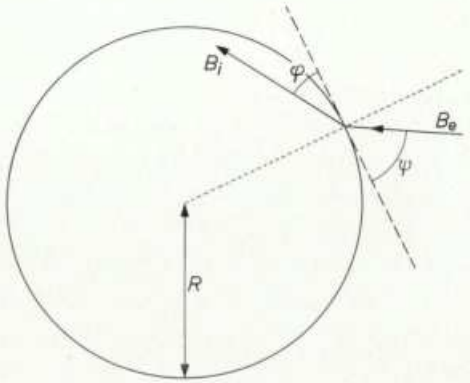

Fig. 10. Breking van de magnetische inductielijnen aan het oppervlak van een ferromagnetische bol.

Beschouwen we nu wisselvelden van zodanige frequenties dat $\delta_k \ll R$ wordt, dan bevinden de velden zich in een laagje ter dikte δ_k. Schattenderwijze kunnen we nu zeggen dat $\operatorname{tg}\varphi$ van de orde δ_k/R wordt, zodat:

$$\operatorname{tg}\psi \approx \frac{\mu_r\delta_k}{R}.$$

We kunnen voor een ferromagnetisch materiaal dus drie gevallen onderscheiden (*fig. 11*):

a) $R \ll \delta_k$, „laagfrequent". Het krachtlijnenpatroon onderscheidt zich niet van dat bij frequentie 0; binnen de bol homogeen, buiten de bol gekarakteriseerd door krachtlijnen loodrecht op het oppervlak (ferromagnetisch patroon);

b) $\delta_k \ll R \ll \mu_r\delta_k$, „middenfrequent". Binnen de bol is het veld in een skinlaag geconcentreerd, buiten de bol is het patroon nog ferromagnetisch.

c) $\mu_r\delta_k \ll R$, „hoogfrequent". Binnen de bol is het veld in een skinlaag geconcentreerd, buiten de bol is het patroon diamagnetisch.

Voeren we bij gegeven σ en R een kritische frequentie in (onafhankelijk van μ_r):

$$\omega_c = \frac{2}{\mu_0\sigma R^2}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (21)$$

[4] H. B. G. Casimir, Philips Res. Repts. **2**, 42-54, 1947.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

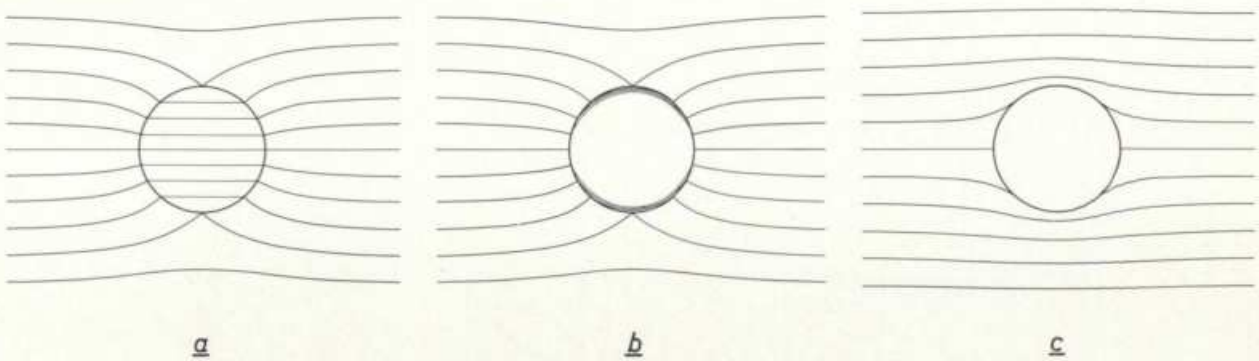

Fig. 11. Het patroon van magnetische inductielijnen om en in een ferromagnetische bol in een oorspronkelijk homogeen magnetisch wisselveld voor drie frequentiegebieden. *a*) „Laagfrequent": $R \ll \delta_k$; *b*) „middenfrequent": $\delta_k \ll R \ll \mu_r\delta_k$; *c*) „hoogfrequent": $\mu_r\delta_k \ll R$.

dan zijn de grenzen tussen de gebieden (a), (b) en (c) in frequenties uitgedrukt:

$$\text{a)} \quad \frac{\omega}{\omega_c} \ll \frac{1}{\mu_r},$$

$$\text{b)} \quad \frac{1}{\mu_r} \ll \frac{\omega}{\omega_c} \ll \mu_r,$$

$$\text{c)} \quad \mu_r \ll \frac{\omega}{\omega_c}.$$

Voor een bolletje met 1 mm diameter ($R = 5\times10^{-4}$ m) en $\sigma = \frac{1}{6}\sigma_{koper} = 1{,}2\times10^7\ (\Omega m)^{-1}$ is $\omega_c \approx 5\times10^5$ rad/s. De grenzen van het „middenfrequente" gebied, $\omega = \omega_c/\mu_r$ en $\omega = \mu_r\omega_c$, zijn voor een dergelijk bolletje met $\mu_r = 5000$: $\omega = 100$ en $2{,}5\times10^9$ rad/s, corresponderende met frequenties van ruwweg 20 Hz en 400 MHz.

Het verschil tussen de drie gevallen komt in het bijzonder tot uiting in het door het bolletje gedissipeerde vermogen. Dit hangt in de drie gevallen op verschillende wijze van μ, σ en ω af. Ontlenen we aan de magnetostatica het resultaat dat (ten gevolge van „demagnetisatie-effecten") in een bol met hoge μ_r in een statisch oorspronkelijk homogeen magneetveld H de inductie $B = 3\,\mu_0 H$ (dus onafhankelijk van μ_r) is, dan volgt de energiedissipatie voor geval (a), $R \ll \delta_k$, gemakkelijk. Beschouw daartoe een ringetje in de bol als in *fig. 12* aangegeven. We stellen veld en stroom weer evenredig met $\exp(j\omega t)$. Met de stelling van Stokes, verg. (2), $J = \sigma E$ en $B = 3\mu_0 H$ vinden we voor de stroomdichtheid in het ringetje $J = -\frac{3}{2}j\omega\sigma\mu_0 rH$. De werkelijke, momentane stroom is $\mathrm{Re}\,J\mathrm{d}r\mathrm{d}z$ en de weerstand is $2\pi r/\sigma\mathrm{d}r\mathrm{d}z$, dus de energiedissipatie per seconde is:

$$\mathrm{d}P = \overline{(\mathrm{Re}\,J\mathrm{d}r\mathrm{d}z)^2}\,\frac{2\pi r}{\sigma\mathrm{d}r\mathrm{d}z} = \frac{2\pi r}{\sigma}\,\overline{(\mathrm{Re}\,J)^2}\,\mathrm{d}r\mathrm{d}z\,.$$

J_m zij de amplitude van J; dan is $\overline{(\mathrm{Re}\,J)^2} = \frac{1}{2}J_m{}^2$. Integratie over de bol levert:

$$P = \frac{6\pi}{5}\,\omega\mu H_m{}^2 R^3 \left(\frac{R}{\mu_r\delta_k}\right)^2,$$

waarin H_m de amplitude van H is.

De dissipatie in de gevallen (b) en (c) kunnen we als volgt schatten. De stroom loopt nu in een dun oppervlaktebandje aan de rand. Dit bandje heeft een lengte $\approx 2\pi R$ en een doorsnede $\approx \delta_k R$. De warmte-ontwikkeling per seconde is dus ongeveer:

$$P \approx \overline{(\mathrm{Re}\,J\delta_k R)^2}\,\frac{2\pi R}{\sigma R\delta_k} = \frac{\pi J_m{}^2 R^2\delta_k}{\sigma}.$$

Is Φ de totale flux die door de bol loopt (amplitude Φ_m), dan geldt:

$$2\pi RJ = -j\omega\sigma\Phi,$$

zodat:

$$P \approx \frac{\omega\Phi_m{}^2}{2\pi\mu\delta_k}.$$

De gevallen (b) en (c) verschillen nu wat betreft de flux door de bol. Geval (b) verschilt, wat het veldpatroon buiten en dus de flux door de bol betreft, niet van het statische geval, zodat $\Phi = \pi R^2 \times 3\mu_0 H$. In geval (c)

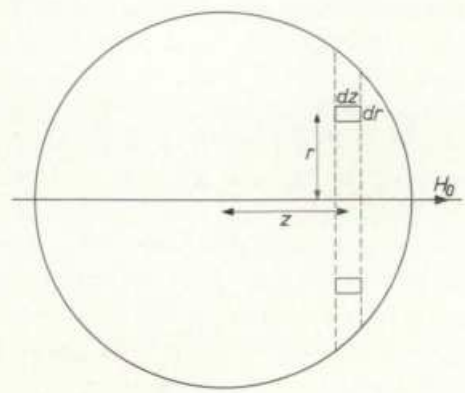

Fig. 12. Ringvormig integratie-element (straal r op afstand z van het middelpunt van de bol) bij de berekening van het gedissipeerde vermogen in geval (a), $R \ll \delta_k$. De as van de ring is evenwijdig aan het magneetveld.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

vallen de krachtlijnen scherend in, zodat geen demagnetisatie-effecten optreden. In de skinlaag geldt dus $B = \mu H$ en $\Phi = 2\pi R\delta_k B = 2\pi RH\mu\delta_k$. Substitutie van de flux levert in de beide gevallen respectievelijk:

$$\text{b)}\quad P \approx \frac{9\pi}{2}\omega\mu_0 H_m^2 R^3\left(\frac{R}{\mu_r\delta_k}\right),$$

$$\text{c)}\quad P \approx 2\pi\omega\mu_0 H_m^2 R^3\left(\frac{\mu_r\delta_k}{R}\right).$$

Een exacte berekening [4] geeft voor deze grensgevallen dezelfde resultaten, met dien verstande dat de numerieke factoren $9\pi/2$ en 2π respectievelijk vervangen moeten worden door 3π en $3\pi/2$. Stelt men nog

$$6\pi\mu_0 H_m^2 R^3 = W \quad \text{en} \quad \mu_r\delta_k/R = a,$$

en voert men weer ω_c in volgens (21), dan vindt men als eindresultaat:

Voor geval (a), d.i. indien $R \ll \delta_k$ ofwel $\omega/\omega_c \ll 1/\mu_r$:

$$P = \tfrac{1}{5}\omega W\mu_r a^{-2} = \tfrac{1}{5}\omega_c W\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^2. \quad \ldots \quad (22a)$$

Voor geval (b), d.i. indien $\delta_k \ll R \ll \mu_r\delta_k$ ofwel $1/\mu_r \ll \omega/\omega_c \ll \mu_r$:

$$P = \tfrac{1}{2}\omega W a^{-1} = \tfrac{1}{2}\omega_c W\mu_r^{-1/2}\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^{3/2}. \quad \ldots \quad (22b)$$

Voor geval (c), d.i. indien $\mu_r\delta_k \ll R$ ofwel $\mu_r \ll \omega/\omega_c$:

$$P = \tfrac{1}{4}\omega W a = \tfrac{1}{4}\omega_c W\mu_r^{1/2}\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^{1/2}. \quad \ldots \quad (22c)$$

In *fig. 13* is, volgens de gegeven formules, P uitgezet tegen ω, beide op logaritmische schaal, voor een gegeven $\mu_r = \mu_{r1}$. Het onderscheid tussen de factoren $\frac{1}{5}$, $\frac{1}{2}$ en $\frac{1}{4}$ is daarbij verwaarloosd.

Een eigenaardig verschijnsel dat een gevolg is van dit samenspel van skineffect en ferromagnetisme, is de „temperatuurhysterese" [5]. Brengt men een geleidend lichaam in een hoogfrequent veld, dan stelt de temperatuur zich zo in dat de ontwikkelde warmte gelijk is aan de uitgestraalde warmte. Deze laatste hangt sterk af van de temperatuur ($\sim T^4$ of T^5). Voor het ferromagnetische geval kan nu het volgende verschijnsel optreden. Men brengt het lichaam geleidelijk in de buurt van een hoogfrequentspoel. Aanvankelijk loopt dan de temperatuur geleidelijk op, het lichaam begint zacht rood te gloeien. Op een gegeven punt zal het lichaam opeens wit opgloeien. Verwijdert men het nu weer geleidelijk, dan zal het wit blijven gloeien tot ver buiten het eerste punt, om dan plotseling weer tot zacht rood gloeien te vervallen.

Dit gedrag kan als volgt verklaard worden. De ontwikkelde warmte P is, ten gevolge van zijn afhankelijkheid van μ_r, rondom de Curie-temperatuur T_c sterk van

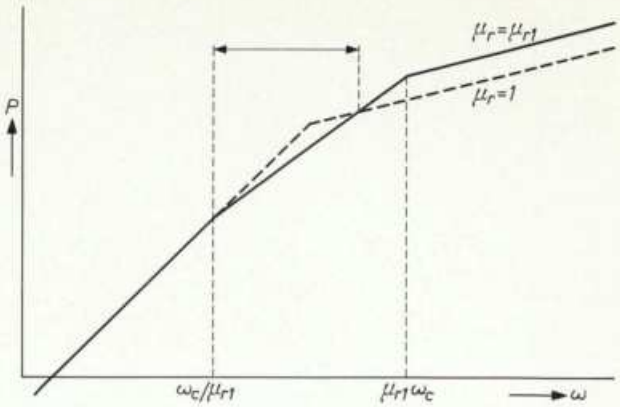

Fig. 13. Het gedissipeerde vermogen P in een ferromagnetische bol in een magnetisch wisselveld, als functie van de cirkelfrequentie ω, beide op logaritmische schaal, volgens de formules (22a, b, c) (het onderscheid tussen de factoren $^1/_5$, $^1/_2$ en $^1/_4$ is verwaarloosd). De getrokken lijn geldt voor $\mu_r = \mu_{r1} \gg 1$, de gestreepte voor $\mu_r = 1$. De dubbelpijl geeft het gebied waarin men „temperatuurhysterese" kan verwachten.

de temperatuur afhankelijk. Laten we veronderstellen dat μ_r voor $T < T_c$ een grote waarde μ_{r1} heeft en voor $T > T_c$ de waarde 1. In fig. 13 is P uitgezet ook voor $\mu_r = 1$ (het gebied (b) valt dan weg). Hieruit zien we dat er een frequentiegebied is waarin P een sprong naar boven maakt als T (van beneden naar boven) T_c passeert. Stel de frequentie ligt in dit gebied.

In *fig. 14* hebben we schematisch de ontwikkelde

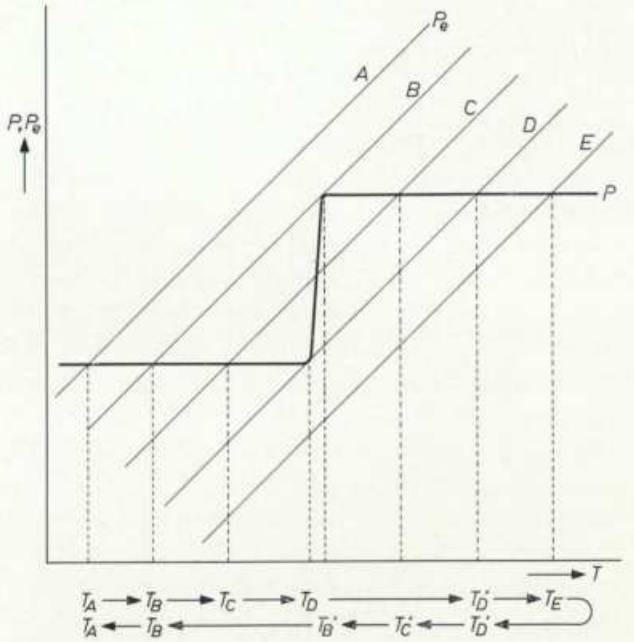

Fig. 14. De ontwikkelde warmte P en de uitgestraalde warmte P_e als functie van de temperatuur T (logaritmische schalen) voor een ferromagnetische bol in een magnetisch wisselveld met een frequentie waarbij P een sprong *naar boven* maakt als μ_r bij de Curie-temperatuur springt van μ_{r1} naar 1 (in het met een dubbelpijl aangegeven tussengebied in fig. 13). Een snijpunt van P en P_e geeft een stationaire toestand. Bij verhoging van de intensiteit van het wisselveld schuift P naar boven, dus P_e ten opzichte van P naar beneden, zodat men achtereenvolgens de situaties A, B, C, D, E doorloopt. Bij het doorlopen van de cyclus $A \ldots E \ldots A$ stellen zich tussen B en D op de heenweg andere temperaturen in dan op de terugweg.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

warmte P en de uitgestraalde warmte P_e logaritmisch tegen de temperatuur uitgezet. Met logaritmische schalen is P_e, uitgezet als functie van T, een rechte lijn (helling 4 of 5). P vertoont een sprong bij het Curiepunt. Wordt de amplitude van het hoogfrequentveld groter, dan schuift P naar boven, of, wat hetzelfde is, P_e ten opzichte van P naar beneden. De temperatuur waarop het preparaat zich instelt, is het snijpunt van de twee krommen. Voor toenemende amplitudes doorloopt men de situaties A, B, C, D, E. Tussen B en D (zie C) zijn er twee stabiele evenwichtstemperaturen. Bij toenemende amplitudes springt bij D de temperatuur van T_D naar T_D'. Bij afnemende amplitudes blijft de temperatuur hoog totdat zij bij B van T_B' naar T_B terugvalt. Het gebied waarin men temperatuurhysterese kan verwachten (in fig. 13 met een dubbelpijl aangegeven), wordt gegeven door:

$$P(a, \mu_r = 1) \gg P(b, \mu_r = \mu_{r1})$$

en

$$P(c, \mu_r = 1) \gg P(b, \mu_r = \mu_{r1}).$$

Dit levert:

$$\frac{25}{4\mu_{r1}} \ll \frac{\omega}{\omega_c} \ll \tfrac{1}{2}\sqrt{\mu_{r1}}\,.$$

Voor ons bolletje (1 mm diameter, $\sigma = 1{,}2 \times 10^7$ $\Omega^{-1}m^{-1}$, $\mu_{r1} = 5000$) betekent dit dat de frequentie f moet liggen in het gebied 100 Hz $\ll f \ll$ 3 MHz.

[5] Zie: J. L. Snoek, New developments in ferromagnetic materials, Elsevier, Amsterdam 1947.

Samenvatting. In dit eerste deel van een artikelserie over het skineffect wordt, na een algemene inleiding, de verdringing van de wisselstroom behandeld voor enkele gevallen. De essentie van het skineffect wordt geïllustreerd aan een aantal in een vlak gelegen, evenwijdige en parallel geschakelde draden. Aan de hand van het standaardprobleem van de cirkelcilindrische draad wordt het klassieke begrip van de skindikte ingevoerd. Het probleem van de verdeling van de stroom over een willekeurig gevormde geleider wordt algemeen gesteld. Is de skinlaag dun, dan reduceert de vraag naar de verdeling langs het oppervlak zich tot een potentiaalprobleem; voor een cilindrische draad van willekeurige doorsnede is de oppervlaktestroomverdeling gelijk aan de ladingsverdeling over het oppervlak van een geladen geleider van dezelfde vorm. Dit wordt toegepast op een platte band. Zuiver ééndimensioneel wordt het probleem voor twee platte banden die samen een platte spoel vormen. Ten slotte wordt het geval besproken van een ferromagnetische bol in een magnetisch wisselveld. De combinatie van stroomverdringing en ferromagnetisme kan daarbij leiden tot „temperatuurhysterese": onder bepaalde omstandigheden is er een frequentiegebied waarin de temperatuur van de bol als functie van de veldamplitude voor toenemende en afnemende amplitude verschillend is.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Een experimenteel reflexieklystron voor 1,5 mm golflengte

De serie reflexieklystrons voor millimetergolven die in het Philipslaboratorium te Eindhoven is ontwikkeld [1], is enige tijd geleden uitgebreid met een experimentele buis voor een golflengte van 1,5 mm (*fig. 1*), die een vermogen van ca. 25 mW kan leveren. Mechanisch kan de buis verstemd worden van ca. 200 GHz tot ruim 225 GHz (*fig. 2*). Bij elektronische verstemming — verstemming door variatie van de potentiaal van de reflector, toegepast voor frequentiemodulatie — liggen de 3-dB-grenzen ca. 200 MHz uiteen.

Het succes van de ontwikkeling van de nieuwe buis is in hoofdzaak hieraan te danken dat er katodes beschikbaar gekomen zijn waarbij de toelaatbare stroomdichtheid veel hoger is dan voorheen, de naleveringskatodes met osmium [2], voorts hieraan dat een vereenvoudiging van de vorm van het hoogfrequentgedeelte mogelijk bleek, en dat er een goede oplossing voor het probleem van de warmteafvoer gevonden kon worden. Verder is er een bijdrage geleverd door vooruitgang in de kunst van het maken van uiterst kleine trilholten, en ten slotte bleek dat bij buizen voor golven van enkele mm de looptijd van de elektronen in de reflectorruimte langer mag zijn dan voorheen aannemelijk leek.

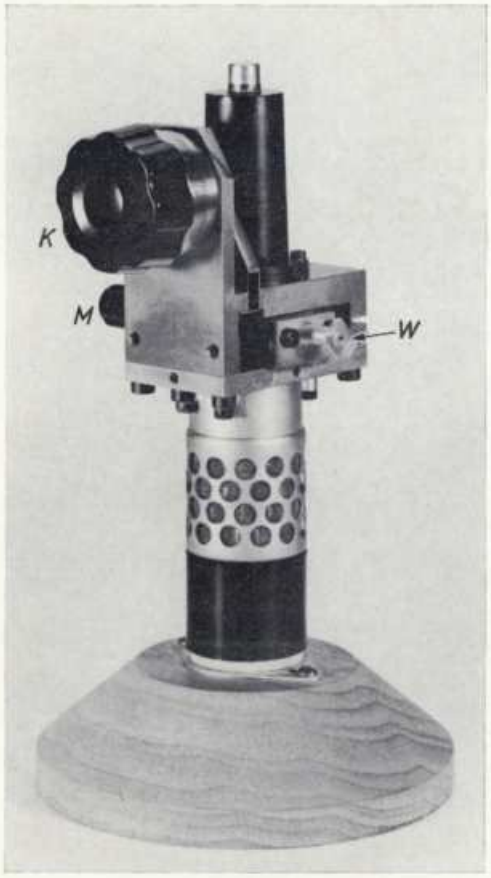

Fig. 1. Experimenteel reflexieklystron voor 1,5 mm golflengte. *K* afstemknop. *M* knop voor instellen van de aanpaszuiger (fig. 3). *W* uitgangsgolfpijp. Bovenaan de aansluiting van de reflector.

De voornaamste elektrische gegevens zijn:

versnellingsspanning	2500 V
bundelstroom	ca. 14 mA
reflectorspanning	−20 tot −600 V
stroomdichtheid aan de katode,	
gemiddeld	12 A/cm²
maximumwaarde in het centrum	27 A/cm²
uitgangsvermogen P_0 in het midden van de frequentieband	ca. 25 mW
mechanisch afstemgebied	ca. 15%
elektronisch afstemgebied	ca. 200 MHz

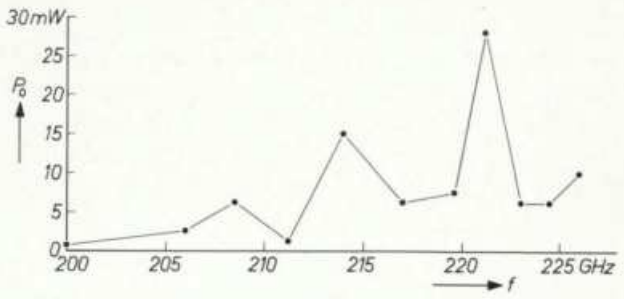

Fig. 2. Verloop van het uitgangsvermogen P_0 met de frequentie f bij mechanische verstemming, gevonden bij metingen aan een willekeurig exemplaar. De maximumwaarde van P_0 is ruim 25 mW.

In *fig. 3* vindt men een schematische doorsnede van de nieuwe buis. De zg. afstemplaat, die in *fig. 4* nog een keer afzonderlijk afgebeeld is, heeft een eenvoudiger vorm dan die van de 2,5-mm-buis, maar is er elektrisch ongeveer gelijkwaardig mee. Deze vorm is het resultaat van een uitvoerig onderzoek aan vergrote modellen van het hoogfrequentgedeelte van laatstgenoemde buis (modellen voor golven van 3 cm wegens de gemakkelijke beschikbaarheid en de handige afmetingen van 3-cm-apparatuur). Volgens deze modelproeven is het afstemgebied van de nieuwe buis groter dan bij lineaire verkleining van de plaat van de 2,5-mm-buis het geval geweest zou zijn (*fig. 5*). Dank zij de eenvoudige vorm is de afstemplaat van de nieuwe buis zelfs gemakkelijker te maken dan die van de 2,5-mm-buis, en bovendien is de reproduceerbaarheid beter.

---

[1] B. B. van Iperen, Reflexieklystrons voor 4 en 2,5 mm golflengte, Philips techn. T. **21**, 225-232, 1959.

[2] P. Zalm en A. J. A. van Stratum, Naleveringskatodes met osmium, Philips techn. T. **27**, 123-129, 1965/66.

[3] Niet gepubliceerd.

[4] Dit is het werk geweest van M. A. van den Ban, F. M. J. Onstenk en wijlen J. W. Rommerts van dit laboratorium.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

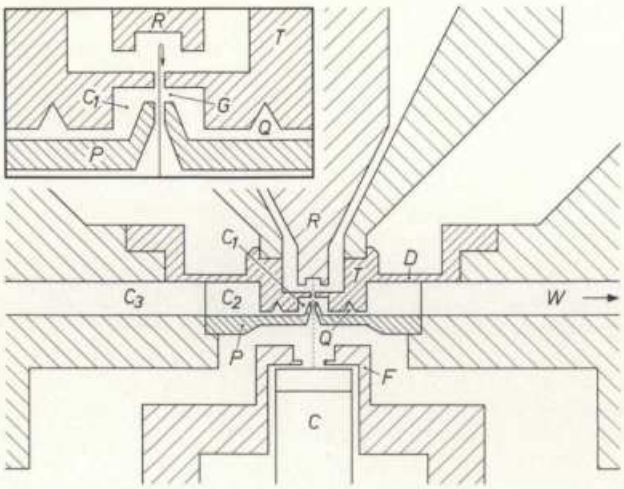

Fig. 3. Axiale doorsnede van het centrale gedeelte. C katode. F focusseerelektrode. T afstemplaat. D flexibel membraan, deel van T. R reflector. P koperplaatje met tuit. C_1 trilholte. G interactiespleet (zie inzet). C_2 ringvormige ruimte. C_3 golfpijp, afgesloten door verplaatsbare zuiger (links buiten de figuur). C_2, C_3 en de spleet Q (d.i. een $\frac{1}{4}\lambda$-transformator) vormen samen de aanpastransformator tussen C_1 en de uitgangsgolfpijp W.

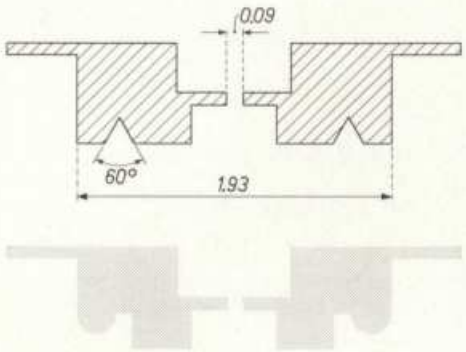

Fig. 4. De afstemplaat van de nieuwe buis (boven). Deze is veel eenvoudiger van vorm dan die van de buis voor 2,5 mm (onder; ter vergelijking op schaal verkleind voor 1,5 mm).

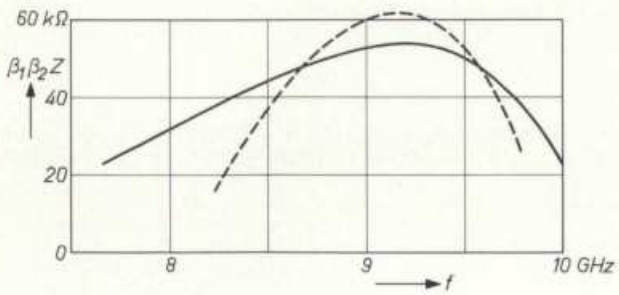

Fig. 5. Verloop van de grootheid $\beta_1\beta_2 Z$, die een maat is voor het uitgangsvermogen, met de frequentie f voor op schaal vergrote modellen (voor 3-cm-golven) van het hoogfrequentgedeelte van de 2,5-mm-buis (β_1 en β_2 koppelingsfactor van resp. de heengaande en de teruggaande bundel met de trilholte; Z resonantie-impedantie van de trilholte, onbelast). Het ene model was uitgerust met een afstemplaat met de in de 1,5-mm-buis gebruikte vorm (getrokken lijn), het andere met een plaat met de andere vorm (streeplijn).

De elektrische eigenschappen van de spleet Q tussen de afstemplaat T en de plaat P (fig. 3), welke spleet de holten C_1 en C_2 verbindt, zijn van zeer groot belang. In de eerste plaats moeten de in C_1 opgewekte trillingen deze spleet zonder groot verlies kunnen passeren. Anderzijds echter moeten de eigenschappen zo zijn dat de bundel geen trillingen kan opwekken in de gecompliceerde trilholte die gevormd wordt door C_1, Q en C_2 gezamenlijk; de buis zou dan op een ondoelmatige wijze genereren en bij een veel te lage frequentie.

Aan deze eisen moet voldaan worden door middel van een afstemplaat die zó eenvoudig van vorm is dat de zeer kleine afmetingen ervan geen onoverkomelijke technologische moeilijkheden opleveren.

De tuit kon evenmin een lineaire verkleining zijn van de tuit van de 2,5-mm-buis, omdat de temperatuur ervan dan te hoog zou worden; in dit onderdeel van de buis wordt immers vrijwel het gehele vermogen van de bundel gedissipeerd. Bij de voorafgaande ontwikkeling van een experimentele buis voor 2 mm [3] was een tuit ontworpen die, in vergelijking met die van de 2,5-mm-buis, relatief groter was, maar nagenoeg dezelfde elektrische eigenschappen had. Laatstgenoemde tuit kon het daarin gedissipeerde vermogen (40 W) gemakkelijk verwerken, en leende zich derhalve wèl voor lineaire verkleining (*fig. 6*).

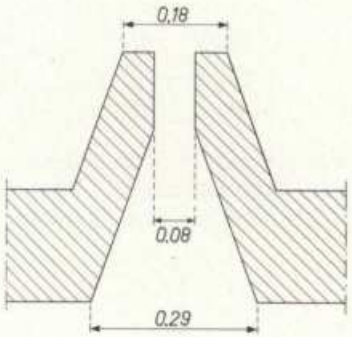

Fig. 6. Maatschets van de tuit. Alle maten in mm.

Voor de vervaardiging van de tuit van de 1,5-mm-buis moest een nieuw procédé ontwikkeld worden; daarin wordt gebruik gemaakt van extrusie en vonkverspaning [4]. Ook voor het maken van sommige andere kleine onderdelen, in het bijzonder de reflector, bleken nieuwe methodes noodzakelijk te zijn.

Daar er tussen de afstemplaat en de reflector een spanning van ca. 3000 V staat, werd het niet toelaatbaar geacht de afstand tussen deze onderdelen kleiner te kiezen dan in de buizen voor 4,0 en 2,5 mm. Evenals in deze buizen bedraagt die afstand 0,17 mm. Het quotiënt N van de looptijd van de elektronen in de reflectorruimte en de trillingstijd van de hoogfrequente spanning die over de interactiespleet staat, is, bij gelijke

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

reflectorspanning, dus wat groter. In principe is een hoge waarde van N gunstig voor het verkrijgen van een groot uitgangsvermogen. Men kan N echter niet willekeurig groot kiezen, omdat de verdichtingen van de bundel op den duur uiteenvallen onder invloed van de ruimteladingskrachten, en ook door de verschillen in de looptijden van elektronen die verschillende banen beschrijven; het reflecteren van de bundel verliest dus zijn zin als het veel tijd in beslag neemt. Bij de in de beschreven 1,5-mm-buis optredende waarde van N — uit metingen is afgeleid dat die $11\frac{3}{4}$ bedraagt — wegen deze stooreffecten blijkbaar nog niet op tegen het voordeel.

G. H. Plantinga
Th. J. Westerhof

Ir. G. H. Plantinga, medewerker van Philips' Halfgeleiderfabriek, Nijmegen; Th. J. Westerhof, medewerker van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

Recente wetenschappelijke publikaties

Deze publikaties zijn afkomstig van medewerkers van laboratoria en fabrieken, behorende tot of samenwerkende met ondernemingen van het Philipsconcern, in het bijzonder van medewerkers van de navolgende research-laboratoria:

Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven	*E*
Mullard Research Laboratories, Redhill (Surrey), Engeland	*M*
Laboratoires d'Electronique et de Physique Appliquée, Limeil-Brévannes (S.O.), Frankrijk	*L*
Philips Zentrallaboratorium GmbH, Laboratorium Aken, Weisshausstrasse, 51 Aachen, Duitsland	*A*
Philips Zentrallaboratorium GmbH, Laboratorium Hamburg, Vogt-Kölln-Strasse 30, 2 Hamburg-Stellingen, Duitsland	*H*
MBLE Laboratoire de Recherche, 2 avenue Van Becelaere, Brussel 17 (Boitsfort), België.	*B*

Van de meeste dezer publikaties zullen binnenkort overdrukken beschikbaar zijn. Men kan deze aanvragen bij het betrokken laboratorium (zie de codeletter) of bij de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

75 jaar Philips.
59 korte artikelen, gecompileerd door H. E. Kater.
Polytechn. T. **A/E 21**, 842A-891A/691E-740E, 1966 (Nos. 20).

J. Adams & B. W. Manley: The mechanism of channel electron multiplication.
IEEE Trans. on nuclear science **NS-13**, No. 3, 88-99, 1966. *M*

N. W. H. Addink: Suppression of halo on photographic plates used in mass spectrometry.
Nature **211**, 1168-1169, 1966 (No. 5054). *E*

K. H. Beckmann: On the chemical composition of surface films produced on germanium in different etchants.
Surface Sci. **5**, 187-196, 1966 (No. 2). *H*

D. Beecham: Ultrasonic scatter in metals — its properties and its application to grain size determination.
Ultrasonics **4**, 67-76, 1966 (April). *M*

A. L. Biermasz: Enige trends in de ontwikkeling van elektronische meetinstrumenten.
T. Ned. Elektronica- en Radiogen. **31**, 129-136, 1966 (No. 6).

G. Blasse: Compounds with α-PbO_2 structure.
Z. anorg. allgem. Chemie **345**, 222-224, 1966 (No. 3/4). *E*

G. Blasse: Sodium lanthanide oxides $NaLnO_2$.
J. inorg. nucl. Chem. **28**, 2444-2445, 1966 (No. 10). *E*

G. Blasse & A. Bril: Luminescent properties of $NaGdO_2$:Eu.
Solid State Comm. **4**, 373-375, 1966 (No. 8). *E*

G. Blasse & A. Bril: On the Eu^{3+} fluorescence in mixed metal oxides, II. The $^5D_0$-$^7F_0$ emission.
Philips Res. Repts. **21**, 368-378, 1966 (No. 5). *E*

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

G. Blasse, A. Bril & W. C. Nieuwpoort: On the Eu^{3+} fluorescence in mixed metal oxides, Part I. The crystal structure sensitivity of the intensity ratio of electric and magnetic dipole emission.
J. Phys. Chem. Solids **27**, 1587-1592, 1966 (No. 10). *E*

P. F. Bongers & U. Enz: A bistable resistor on the basis of vanadium oxide.
Philips Res. Repts. **21**, 387-389, 1966 (No. 5). *E*

G.-A. Boutry: Inauguration des nouveaux laboratoires du LEP.
Onde électr. **46**, 749-753, 1966 (No. 471). *L*

J. C. Brice, J. A. Cundall & A. P. King: Easy direction coercive force associated with domain wall motion in nickel-iron films.
J. Materials Sci. **1**, 170-185, 1966 (No. 2). *M*

J. C. Brice, R. E. Hunt, G. D. King & H. C. Wright: Inhomogeneities in the electrical properties of gallium arsenide crystals.
Solid-State Electronics **9**, 853-857, 1966 (No. 9). *M*

J. C. Brice & G. D. King: Effect of arsenic pressure on dislocation densities in melt-grown gallium arsenide.
Nature **209**, 1346, 1966 (No. 5030). *M*

J. van den Broek: Physical interpretation of a PbO-photodetector.
Solid State Comm. **4**, 295-297, 1966 (No. 6). *E*

G. Brouwer: Control of the surface potential of germanium and electromotive force against calomel with the aid of a variable *p*H electrolyte containing hydrogen peroxide.
Physics Letters **21**, 399-400, 1966 (No. 4). *E*

K. Bulthuis: Effect of local pressure on germanium *p-n* junctions.
J. appl. Phys. **37**, 2066-2068, 1966 (No. 5). *E*

A. J. Burggraaf: Sorption of argon by glass in a gas-discharge lamp.
J. Amer. Ceramic Soc. **49**, 450-454, 1966 (No. 8).

K. H. J. Buschow: The crystal structures of the rare-earth compounds of the form R_2Ni_{17}, R_2Co_{17} and R_2Fe_{17}.
J. less-common Met. **11**, 204-208, 1966 (No. 3). *E*

K. H. J. Buschow: Das Zustandsbild Erbium-Kobalt.
Z. Metallk. **57**, 728-731, 1966 (No. 10). *E*

K. H. J. Buschow & J. F. Fast: Magnetic properties of some rare-earth aluminium compounds.
Z. Phys. Chemie Neue Folge **50**, 1-10, 1966 (No. 1/2). *E*

K. H. J. Buschow & J. F. Fast: Magnetic and structural characteristics of some equiatomic rare-earth germanides.
Phys. Stat. sol. **16**, 467-473, 1966 (No. 2). *E*

J. R. Chamberlain, D. H. Paxman & J. L. Page: The visible fluorescence of Er^{3+} in yttrium gallium garnet.
Proc. Phys. Soc. **89**, 143-151, 1966 (No. 1). *M*

J. A. Cundall & A. P. King: Comparison of magnetic measurements and theoretical predictions for nickel-iron films over a wide composition range.
Phys. Stat. sol. **16**, 613-619, 1966 (No. 2). *M*

J. A. Cundall & A. P. King: The angular lag of the mean magnetization direction due to magnetization ripple in nickel-iron films.
Brit. J. appl. Phys. **17**, 1105-1107, 1966 (No. 8). *M*

J. R. Dale: Alloyed semiconductor heterojunctions.
Phys. Stat. sol. **16**, 351-387, 1966 (No. 2). *M*

H. P. C. Daniëls & Th. P. J. Botden: Ultrasonic welding in microminiaturization.
Microminiaturization in automatic control equipment and in digital computers, Proc. IFAC/IFIP Symp., Munich 1965, p. 473-484; Oldenbourg, Munich 1966. *E*

J. A. W. van der Does de Bye: Radiative recombination in *p*-type GaP doped with zinc and oxygen.
Phys. Rev. **147**, 589-599, 1966 (No. 2). *E*

C. Z. van Doorn & G. Koch: Abnormal green edge emission in CdS.
Solid State Comm. **4**, 345-346, 1966 (No. 7). *E*

A. van der Drift: Texture of a vapour-deposited lead-monoxide layer.
Philips Res. Repts. **21**, 289-303, 1966 (No. 4). *E*

W. F. Druyvesteyn & C. A. A. J. Greebe: Helicon-like resonances in superconducting indium plates.
Physics Letters **22**, 17-18, 1966 (No. 1). *E*

W. F. Druyvesteyn, G. J. van Gurp & C. A. A. J. Greebe: Helicon-like resonances in superconducting niobium.
Physics Letters **22**, 248-249, 1966 (No. 3). *E*

W. F. Druyvesteyn, A. K. Niessen & F. A. Staas: The resistive behaviour of a type II superconductor on reversing the current.
Physics Letters **22**, 127-128, 1966 (No. 2). *E*

W. F. Druyvesteyn, F. A. Staas & A. K. Niessen: Some experiments on the distribution of a direct transport current in sheets of type II superconductor.
Physics Letters **21**, 387-388, 1966 (No. 4). *E*

P. Eckerlin: Eine einfache und genaue Methode zur Bestimmung kleiner Winkel zwischen ebenen Oberflächen und kristallographischen Netzebenen von Einkristallen.
Z. Instrumentenk. **74**, 319-322, 1966 (No. 10). *A*

G. Engelsma: The influence of light of different spectral regions on the synthesis of phenolic compounds in gherkin seedlings in relation to photomorphogenesis, III. Hydroxylation of cinnamic acid.
Acta bot. neerl. **15**, 394-405, 1966 (No. 2). *E*

U. Enz: Magnetische voorkeursrichtingen in hexagonale oxiden.
Ned. T. Natuurk. **32**, 241-248, 1966 (No. 8). *E*

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

F. C. Eversteijn: Low-temperature deposition of alumina-silica films.
Philips Res. Repts. **21**, 379-386, 1966 (No. 5). *E*

P. J. Flanders: Metamagnetic effects in hematite.
Phil. Mag. **14**, 1-6, 1966 (No. 127). *M*

P. J. Flanders, R. F. Pearson & J. L. Page: Magnetostriction of rare-earth iron garnets at low temperatures.
Brit. J. appl. Phys. **17**, 839-840, 1966 (No. 6). *M*

N. V. Franssen: Calculations and speculations about the hydraulic theory of hearing.
Acustica **17**, 26-33, 1966 (No. 1). *E*

J. A. Geurst: Two-dimensional theory of the unsteady motion of fully cavitating hydrofoils.
Applied Mechanics, Proc. 11th int. Congress, Munich 1964, p. 1156-1164; Springer, Berlin 1966. *E*

J. A. Geurst: Theory of space-charge-limited currents in thin semiconductor layers.
Phys. Stat. sol. **15**, 107-118, 1966 (No. 1). *E*

R. W. Gibson: Cadmium sulphide ultrasonic transducers.
Electronics Letters **2**, 213, 1966 (No. 6). *M*

A. A. van der Giessen: De hydrolyse van oplossingen van Fe(III)nitraat.
Chem. Weekblad **62**, 305-309, 1966 (No. 24). *E*

A. A. van der Giessen: The structure of iron (III) oxide-hydrate gels.
J. inorg. nucl. Chem. **28**, 2155-2159, 1966 (No. 10). *E*

H. C. de Graaff & H. Koelmans: The thin-film field-effect transistor.
Ned. T. Natuurk. **32**, 80-86, 1966 (No. 3). *E*

C. A. A. J. Greebe, W. F. Druyvesteyn & A. J. Smets: Helicon resonances in flat boxes of pure indium.
Physics Letters **22**, 246-247, 1966 (No. 3). *E*

H. G. Grimmeiss & H. Scholz: Optical and electrical properties of Cu-doped GaP. Part II: Photovoltaic effect.
Philips Res. Repts. **21**, 246-269, 1966 (No. 4). *A*

T. Groot, P. C. M. N. Bruijs & J. H. T. C. Verbeek: X-ray fluorescence analysis of heavy elements in a light matrix.
Nature **211**, 1085, 1966 (No. 5053). *E*

G. J. van Gurp: Superconducting fluxline pinning by twin boundaries.
Phys. Stat. sol. **17**, K 135-137, 1966 (No. 1). *E*

W. Haidinger, J. C. Courvoisier, P. J. W. Jochems & L. J. Tummers: Controlled doping of germanium layers made by the evaporation-condensation method.
Solid-State Electronics **9**, 689-693, 1966 (No. 7). *E*

F. W. Harrison: Crystal data for ytterbium orthoferrite $YbFeO_3$.
Acta crystallogr. **20**, 699-700, 1966 (No. 5). *M*

C. G. J. Jansen, A. Venema & Th. H. Weekers: Non-uniform emission of thermionic cathodes.
J. appl. Phys. **37**, 2234-2245, 1966 (No. 6). *E*

K. E. Johnson: A subjective investigation of some errors in the chrominance signal decoding circuits of colour television receivers.
Radio and electronic Engr. **31**, 345-357, 1966 (No. 6). *M*

S. R. de Kloet: Ribonucleic acid synthesis in yeast. The effect of cycloheximide on the synthesis of ribonucleic acid in Saccharomyces carlsbergensis.
Biochem. J. **99**, 566-581, 1966 (No. 3). *E*

C. Kooy & J. M. Nieuwenhuizen: Structural effects in thin films observed by electron microscopy of the film cross-section.
Basic problems in thin film physics, Proc. int. Symp., Clausthal-Göttingen 1965, p. 181-187; Vandenhoeck & Ruprecht, Göttingen 1966. *E*

M. van Koten-Hertogs & J. S. C. Wessels: Ferredoxin-stimulated photoreduction of 2,4-dinitrophenol with solubilized chlorophyll a.
Currents in Photosynthesis, Proc. 2nd W.-Europe Conf., Woudschoten-Zeist 1965, p. 207-216; Donker, Rotterdam 1966. *E*

H. de Lang: Derivation of the relation between two weakly coupled nonlinear optical oscillators.
Appl. Phys. Letters **9**, 205-207, 1966 (No. 5). *E*

J. R. Mansell & J. L. Phillips: Sensitive S band travelling-wave phototube.
Electronics Letters **2**, 155-156, 1966 (No. 4). *M*

M. K. McPhun: Measurement of negative resistance using a *Z-g* diagraph.
Proc. IEEE **54**, 910-911, 1966 (No. 6). *M*

G. Meijer: Lumière et croissance en longueur.
Photochem. and Photobiol. **5**, 373-374, 1966 (No. 5). *E*

R. Memming & G. Schwandt: Potential distribution and formation of surface states at the silicon-electrolyte interface.
Surface Sci. **5**, 97-110, 1966 (No. 1). *H*

A. Meyer: The use of the convolution theorem and the generalized sampling theorem in evaluating arbitrary arrays.
IEEE Trans. on antennas and propagation **AP-14**, 503-505, 1966 (No. 4). *E*

H. Mooijweer: Comment on "analysis of the amplification by means of a negative impedance".
T. Ned. Elektronica- en Radiogen. **31**, 77-79, 1966 (No. 4). *E*

A. W. Moore: Pyrolytic graphite.
Ned. T. Natuurk. **32**, 221-232, 1966 (No. 7). *E*

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

B. J. Mulder: Mean diffusion path of excitons in crystals of anthracene doped with tetracene.
Philips Res. Repts. **21**, 283-288, 1966 (No. 4). *E*

B. J. Mulder & J. de Jonge: Quantum efficiency of photoconduction in lead oxide.
Solid State Comm. **4**, 293-294, 1966 (No. 6). *E*

E. A. Muyderman: Bearings.
Sci. American **214**, No. 3, 60-66, 68 & 71, 1966. *E*

J. Neirynck: Maximally flat attenuation and delay characteristics.
Electronics Letters **2**, 351, 1966 (No. 9). *B*

J. Neirynck & Ph. van Bastelaer: Distortion analysis of narrow-band carrier telegraph systems.
Rev. HF **6**, 363-374, 1966 (No. 11). *B*

W. C. Nieuwpoort & G. Blasse: Linear crystal-field terms and the $^5D_0$-$^7F_0$ transition of the Eu^{3+} ion.
Solid State Comm. **4**, 227-229, 1966 (No. 5). *E*

W. C. Nieuwpoort, G. A. Wesselink & E. H. A. M. van der Wee: Thermochromic and solvochromic behaviour of cobalt (II) chloride solutions in various solvents.
Rec. Trav. chim. Pays-Bas **85**, 397-404, 1966 (No. 4). *E*

L. M. Nijland & J. Schröder: Generation of light by fluorine reactions in flash lamps.
Philips Res. Repts. **21**, 304-321, 1966 (No. 4). *A*

J. M. Noothoven van Goor: Charge-carrier densities and mobilities in bismuth doped with tin.
Physics Letters **21**, 603-604, 1966 (No. 6). *E*

D. J. van Ooijen & A. S. van der Goot: The internal friction of cold-worked niobium and tantalum containing oxygen and nitrogen.
Acta metallurgica **14**, 1008-1009, 1966 (No. 8). *E*

D. J. van Ooijen & G. J. van Gurp: Motion and pinning of flux in superconducting vanadium foils, studied by means of noise.
Philips Res. Repts. **21**, 343-367, 1966 (No. 5). *E*

G. W. van Oosterhout: The identical relations between the bilinear covariants of Dirac's theory of the electron.
Physica **32**, 1090-1096, 1966 (No. 6). *E*

A. van Oostrom: Experimental evidence supporting chemisorption without surface rearrangement for nitrogen on tungsten at and below room temperature.
Physics Letters **22**, 137-139, 1966 (No. 2). *E*

C. van Osenbruggen, G. Luimes, A. van Dijk & J. G. Siekman: Micro-spark erosion as a technique in microminiaturization.
Microminiaturization in automatic control equipment and in digital computers, Proc. IFAC/IFIP Symp., Munich 1965, p. 485-493; Oldenbourg, Munich 1966. *E*

L. J. van der Pauw: The planar transducer — a new type of transducer for exciting longitudinal acoustic waves.
Appl. Phys. Letters **9**, 129-131, 1966 (No. 3). *E*

D. A. E. Roberts & K. Wilson: Evaluation of high quality varactor diodes.
Radio and electronic Engr. **31**, 277-285, 1966 (No. 5). *M*

F. C. de Ronde: The clawflange: an international standardized millimeter waveguide flange.
Microwave J. **9**, No. 5, 55-58, 1966. *E*

P. J. Severin: The influence of an electric field along the cathode of a cold-cathode glow discharge.
Philips Res. Repts. **21**, 325-342, 1966 (No. 5). *E*

M. J. Sparnaay: Water structure and interionic interaction.
J. Colloid and Interface Sci. **22**, 23-31, 1966 (No. 1). *E*

P. T. Squire & J. W. Orton: Relaxation of the Cr^{3+} ion in emerald.
Proc. Phys. Soc. **88**, 649-657, 1966 (No. 3). *M*

R. P. van Stapele, H. G. Beljers, P. F. Bongers & H. Zijlstra: Ground state of divalent Co ions in Cs_3CoCl_5 and Cs_3CoBr_5.
J. chem. Phys. **44**, 3719-3725, 1966 (No. 10). *E*

C. van de Stolpe: Preparation of NiO single crystals by chemical transport.
J. Phys. Chem. Solids **27**, 1952-1953, 1966 (No. 11/12). *E*

A. J. A. van Stratum: Reactivation of impregnated and "L" cathodes after exposure to air.
Rev. sci. Instr. **37**, 1080, 1966 (No. 8). *E*

T. L. Tansley: Heterojunctions applied.
New Scientist **31**, 316-318, 1966 (No. 508). *M*

N. C. de Troye: A generalized two-input flip-flop and its realization.
Philips Res. Repts. **21**, 390-409, 1966 (No. 5). *E*

J. van der Veen, J. Helfferich & L. K. H. van Beek: Photo isomerization of methoxybenzene diazosulfonates.
Rec. Trav. chim. Pays-Bas **85**, 895-898, 1966 (No. 8). *E*

A. G. van Vijfeijken: Resistivity and Hall angle in the mixed state of type II superconductors.
Quantum Fluids, Proc. Sussex Univ. Symp. 1965, p. 136-137; North-Holland Publ. Co., Amsterdam 1966. *M*

A. G. van Vijfeijken: On the specific heat of type II superconductors in the mixed state.
Physics Letters **21**, 140-141, 1966 (No. 2). *E*

A. G. van Vijfeijken: Analogies of the Ettingshausen and Peltier effects in the mixed state of type II superconductors.
Physics Letters **23**, 65-67, 1966 (No. 1). *E*

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

M. T. Vlaardingerbroek & G. Wierda: Theory of Cerenkov coupling to beam-plasma systems.
Electronics Letters **2**, 368-370, 1966 (No. 10). *E*

J. Volger: Comments on pure type II superconductors.
Quantum Fluids, Proc. Sussex Univ. Symp. 1965, p. 128-135; North-Holland Publ. Co., Amsterdam 1966. *E*

J. H. N. van Vucht: Influence of radius ratio on the structure of intermetallic compounds of the AB_3 type.
J. less-common Met. **11**, 308-322, 1966 (No. 5). *E*

K. Walther: Ultrasonic amplification in bismuth.
Solid State Comm. **4**, 341-344, 1966 (No. 7). *H*

K. Walther: Quantenresonanzen der Ultraschallverstärkung in Wismut.
Z. Naturf. **21a**, 1443-1462, 1966 (No. 9). *H*

W. L. Wanmaker, A. Bril & J. W. ter Vrugt: Sensitization of Tb^{3+} luminescence by Sn^{2+} and Cu^{+} in alkaline earth phosphates.
Appl. Phys. Letters **8**, 260-261, 1966 (No. 10). *E*

W. L. Wanmaker, A. Bril, J. W. ter Vrugt & J. Broos: Luminescent properties of Eu-activated phosphors of the type $A^{III}B^{V}O_4$.
Philips Res. Repts. **21**, 270-282, 1966 (No. 4). *E*

K. R. U. Weimer & H. Bodt: Cerenkov coupling to beam-plasma systems.
Electronics Letters **2**, 368, 1966 (No. 10). *E*

J. S. C. Wessels: Studies with small fragments prepared by digitonin treatment of spinach chloroplasts.
Currents in Photosynthesis, Proc. 2nd W.-Europe Conf., Woudschoten-Zeist 1965, p. 129-139; Donker, Rotterdam 1966. *E*

G. F. Weston & P. C. Newman: Physics research at the Mullard Research Laboratories.
Bull. Inst. Phys. and Phys. Soc. **17**, 145-152, 1966 (May). *M*

J. S. van Wieringen & J. G. Rensen: Mössbauer measurements in permanent magnets.
Z. angew. Physik **21**, 69-70, 1966 (No. 2). *E*

G. Winkler: Eigenschaften und Anwendungen hexagonaler Ferrite.
Z. angew. Physik **21**, 282-286, 1966 (No. 4). *H*

W. J. Witteman: Een laser van grote intensiteit in het infrarood-gebied.
Ned. T. Natuurk. **32**, 61-72, 1966 (No. 2). *E*

W. J. Witteman & G. van der Goot: High-power infrared laser with adjustable coupling-out.
J. appl. Phys. **37**, 2919, 1966 (No. 7). *E*

H. C. Wright & G. A. Allen: Thermally stimulated current analysis.
Brit. J. appl. Phys. **17**, 1181-1185, 1966 (No. 9). *M*

P. Wurtz: Etude de l'émission d'un LASER au Néodyme, déclenché par effet Pockels.
Philips Res. Repts. **21**, 213-245, 1966 (No. 4). *L*

H. Zijlstra: The coercivity of permanent magnets.
Z. angew. Physik **21**, 6-13, 1966 (No. 1). *E*

H. Zijlstra & H. B. Haanstra: Evidence by Lorentz microscopy for magnetically active stacking faults in MnAl alloy.
J. appl. Phys. **37**, 2853-2856, 1966 (No. 7). *E*

Jaargang 28, 1967, no. 6 blz. 161-192 Verschenen 26 mei 1967

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!